

Angesprochen am 18. Juni 1899.

1899.

N. 6.

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN UND POSTBEFRIEHT DURCH

F. A. G. CREN, L. W. GILBERT, J. C. POCHENDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 66. HEFT 2.

DER GANZEN FOLGE 304. BANDS 2. HEFT

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND BEIRATHENDE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

MIT DREI TAFELN.



LEIPZIG, 1899.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 42 M.

Inhalt.

	Seite
1. O. Wiener. Eine Beobachtung von Streifen beim Entwickeln belichteter Daguerre'scher Platten mit keilförmiger Jodsilberschicht	145
2. H. Scholl. Ueber Veränderungen von Jodsilber im Licht und den Daguerre'schen Process	149
3. K. Mack. Experimentelle Untersuchung gewisser Strömungsgebilde in Flüssigkeiten	163
4. W. Hillers. Ueber den Einfluss des Gasdruckes auf elektrische Ströme, die durch Röntgenstrahlen hervorgerufen werden	196
5. A. Wehnelt. Ein elektrolytischer Stromunterbrecher	233
6. H. T. Simon. Das Wirkungsgesetz des Wehnelt-Unterbrechers	273
7. F. Himstedt. Ueber Spitzenentladung bei Hochfrequenzströmen	294
8. W. Donle. Versuche zur Ermittlung der Größenordnung der in Radiometern auftretenden Drucke	306
9. C. Liebenow. Zur Thermodynamik der Thermoketten	316
10. S. Meyer. Ueber die magnetischen Eigenschaften der Elemente	325
11. V. v. Lang. Ueber transversale Töne von Kautschukfäden	335
12. C. Bender. Brechungsexponenten reinen Wassers und normaler Salzlösungen	343
13. L. Boltzmann und H. Maché. Ueber eine Modification der van der Waals'schen Zustandsgleichung	350
14. W. Voigt. Weiteres zur Theorie des Zeemaneffectes	352
15. J. Zenneck. Die genaue Controle der Wechselzahl eines Wechselstromes	365

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Einsendungen für die Annalen werden bis auf Weiteres an die Adresse des Herrn Prof. Dr. E. Wiedemann in Erlangen oder an die Verlagsbuchhandlung in Leipzig erbeten.

PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND 68.

1. *Eine Beobachtung von Streifen beim
Entwickeln belichteter Daguerre'scher Platten
mit keilförmiger Jodsilberschicht;
von Otto Wiener.*

In meiner Arbeit über stehende Lichtwellen sprach ich die Vermuthung¹⁾ aus, es möchten bereits bei der Daguerreotypie stehende Lichtwellen unerkannterweise eine Rolle gespielt haben. Ich theile im Folgenden Beobachtungen mit, welche den Zweck hatten, diese Vermuthung zu bestätigen.

Eine Daguerre'sche Platte ist bekanntlich nichts anderes als eine mässig jodirte Silberplatte. Ueber die geeignetste Art der Jodirung giebt Daguerre²⁾ an, dass man die Silberplatte solange in dem Jodirungskasten lassen müsse, „bis die Oberfläche des Silbers mit einer schönen goldgelben Farbe bedeckt ist. Wenn man sie zu lange darin liesse, so würde diese goldgelbe Lage³⁾ eine violette Farbe annehmen, welches man zu vermeiden suchen muss, weil alsdann die Lage nicht mehr so empfindlich für die Einwirkung der Luft⁴⁾ ist. Wäre im Gegentheil diese Lage nicht gelb genug, so würde das Bild der Natur nur schwer zu erzeugen sein. Die goldgelbe Lage ist folglich eine sehr bestimmte Nuance, weil sie zur Hervorbringung des Effectes die allein günstige ist.“

Aus dieser Angabe schien eine bei wachsender Jodsilberschicht periodisch wechselnde Empfindlichkeit der Daguerre'-

1) O. Wiener, Wied. Ann. 40. p. 204. 1890.

2) Das Daguerreotyp. Geschichte und Beschreibung des Verfahrens von Daguerre. Nach dem Französischen. Hamburg 1839. p. 26. Gedruckt bei Wilh. Ludwig Anthes. Jetzt alleiniger Verlag von G. W. Niemeyer in Hamburg.

3) Ist wohl Uebersetzung von „couche“ und sollte besser „Schicht“ heissen.

4) Soll wohl heissen „des Lichtes“.

schen Platte zu folgen, jedoch nicht in einer irgendwie gesicherten Weise.

Zur Entscheidung dieser Frage habe ich bereits im Frühjahr 1890 im physikalischen Institut der Universität Strassburg i/E. den folgenden Versuch angestellt.

Es wurde eine Silberplatte in bekannter Weise mit einem Jodsilberdoppelkeil versehen, indem sie auf einer Glasröhre liegend der Einwirkung von Joddämpfen in einem Kasten geeignete Zeit lang ausgesetzt wurde. Die Jodsilberdicke nimmt dann von der Linie der Berührung mit der Glasröhre aus nach beiden Seiten hin zu, was an den zu jener Linie parallel auftretenden Interferenzstreifen zu erkennen ist.

Es wurde jetzt auf die Platte das Spectrum einer Bogenlampe geworfen, dessen Linien senkrecht zur Keilschneide standen, sodann mit Quecksilberdämpfen entwickelt und mit unterschwefligsaurem Natron fixirt. Ich beobachtete dann bis zu drei durch kräftigeren Quecksilberniederschlag entstandene Streifen, die der Keilschneide parallel liefen.

Der Versuch beweist also in der That eine *bei zunehmender Dicke der Jodsilberschicht periodisch schwankende Lichtempfindlichkeit der Daguerre'schen Platte* mit drei Maximis der Empfindlichkeit.

Wo liegen nun diese Maxima? Um diese Frage zu entscheiden, wurde eine Doppelkeilplatte in der zur Keilschneide senkrechten Richtung durchgeschnitten und nur die eine Hälfte belichtet, entwickelt und fixirt, die andere im Dunkeln gelassen. Wurden dann die Platten wieder zusammengelegt, wie sie vor dem Zerschneiden zusammenhingen und die unbelichtete durch ein blaues Glas im annähernd senkrechten Lichte betrachtet, so erblickte man die im blauen Theile des Spectrums entwickelten Streifen ungefähr an denselben Stellen, wie die dunkeln Interferenzstreifen der unbelichteten Platte. Dies Ergebniss stimmt, wie man sieht, mit der Daguerre'schen, sich allerdings nur auf die Farben erster Ordnung beziehenden Angabe überein, wonach die maximale Empfindlichkeit an die goldgelbe Farbe der Platte gebunden ist; denn diese ist mit dem bei den für photographische Aufnahmen vorliegenden Verhältnissen am stärksten wirkenden Blau complementär.

Die Maxima der Lichtempfindlichkeit liegen also an den Stellen, wo die an der hinteren und vorderen Grenze der Jodsilberschicht zurückgeworfenen Wellen beim Austritt in Luft entgegengesetzte Phase haben. Da nun die elektrische Kraft der Lichtwelle bei Zurückwerfung in Luft an Jodsilber die Phasenänderung von einer halben Wellenlänge erleidet, so haben an jenen Stellen die an der hinteren Jodsilbergrenze zurückgeworfene und die ankommende Welle in der Oberfläche gleiche Schwingungsphasen, d. h. dort liegen für die elektrische Kraft die Bäuche der stehenden Lichtwellen.

Es besitzt also annähernd allemal dann die Daguerre'sche Platte ein Maximum der Empfindlichkeit, wenn in ihrer Oberfläche für die elektrische Kraft ein Bauch der stehenden Lichtwellen liegt, die durch Zurückwerfung des Lichtes an der Grenze Jodsilber—Silber erzeugt werden.

Ich habe diese Beobachtungen bisher nicht veröffentlicht, weil noch die folgenden Punkte zu erledigen waren:

1. der Nachweis des *genauen* und nicht bloss annähernden Zusammenfallens der Maxima der Empfindlichkeit mit den Bäuchen der elektrischen Kraft der stehenden Lichtwellen;
2. die Entscheidung der Frage, ob nicht die Interferenzen gewöhnlicher Art im durchgehenden Lichte, die ihre Maxima an denselben Stellen wie die stehenden Lichtwellen haben, die Ursache der wechselnden Empfindlichkeit der Platte seien;
3. für den Fall des Zusammenhanges zwischen Empfindlichkeit und stehenden Wellen die Aufklärung des merkwürdigen Umstandes, dass gerade die Lichtintensität in der oberen Grenzfläche der Schicht für die Empfindlichkeit maassgebend ist, während doch erst die Silberunterlage die hohe Lichtempfindlichkeit der Daguerre'schen Platte bedingt.

Diese Fragen sind inzwischen durch eine eingehende Untersuchung des Hrn. H. Scholl¹⁾ unter wesentlicher Aufklärung der gesammten Vorgänge beim Daguerre'schen

1) H. Scholl. Ueber die Veränderungen von Jodsilber im Licht und den Daguerre'schen Process, Wied. Ann. 68. p. 149. 1899.

Process beantwortet worden. Es gelang ihm den unter 1. geforderten Nachweis zu erbringen, die Frage unter 2. im Sinne der Abhängigkeit der Empfindlichkeit der Platte von der Lage ihrer Oberfläche innerhalb der stehenden Lichtwellen zu entscheiden, sowie die unter 3. geforderte Erklärung für diesen zunächst auffallenden Zusammenhang zu liefern.

Giessen, Physikal. Institut der Universität, März 1899.

(Eingegangen 19. März 1899.)

ter
im
von
ht-
Er-
zu
99.

**2. Ueber Veränderungen von Jodsilber
im Licht und den Daguerre'schen Process;
von Hermann Scholl.**

(Hierzu Taf. I u. II, Fig. 1—11.)

(Mit Ausnahme der Einleitung wörtlicher Abdruck der Giessener
Inaugural-Dissertation.)

Der älteste photographische Process, der von Daguerre, verwendet bekanntlich oberflächlich jodirte Silberplatten, welche Interferenzfarben aufweisen, die von der Dicke der Jodsilberschicht abhängen; diese Farbe ist, wie Daguerre angiebt, von Einfluss auf die Empfindlichkeit der Platte. Hr. O. Wiener, der diese Beobachtung weiter verfolgte, fand¹⁾, dass auf Silberplatten, die mit keilförmiger Jodsilberschicht bedeckt sind, nach gleichmässiger Bestrahlung mit spectral zerlegtem Licht beim Entwickeln Streifen von besonders starker Schwärzung entstehen, welche annähernd zusammenfallen mit den dunklen Interferenzstreifen, die beim Betrachten der Schicht durch ein blaues Glas zu sehen sind.

Die vorliegende Untersuchung machte es sich zur Aufgabe, die Ursachen für das Entstehen dieser Entwicklungstreifen klarzustellen; zugleich durfte man hoffen, Aufklärung über die beim Daguerre'schen Process sich abspielenden Vorgänge zu erhalten.

§ 1. Erzeugung und Lage der Entwicklungstreifen.

Solche mit keilförmiger Jodsilberschicht bedeckte Silberplatten sind nach einer bekannten Methode leicht herzustellen: eine versilberte Glasplatte²⁾ wird mit der Silberseite auf ein

1) O. Wiener, Wied. Ann. 68. p. 145. 1899.

2) Bei allen Versuchen wurden versilberte Glasplatten benutzt. Da chemisch niedergeschlagenes Silber auf Glas schlecht haftet, die Schicht also beim Behandeln im Entwickler und Fixirbad leicht wegeschwimmt,

etwa 2 cm dickes Glasrohr gelegt und mit demselben in einen mit Joddämpfen gefüllten Kasten gebracht (es genügt, den Boden dieses Kastens mit festem Jod und einigen Blättern Filtrirpapier zu bedecken). Das Glasrohr schützt einen mittleren Streifen der Platte vor Einwirkung des Joddampfes, hier findet also keine Bildung von Jodsilber statt; nach den Rändern zu wächst die Dicke der gebildeten Jodsilberschicht. Der Keil wird um so steiler, je länger die Einwirkung des Joddampfes dauert; innerhalb ziemlich weiter Grenzen kann man jede gewünschte Neigung erhalten.

Um auf solchen Platten die oben erwähnten Entwicklungstreifen möglichst klar zu erhalten, verwendet man zweckmässig spectral zerlegtes Licht. Wird die Platte derart in das Spectrum gebracht, dass dessen Dispersionsrichtung parallel zur Keilkante verläuft, belichtet, entwickelt¹⁾ und fixirt, so lässt sich folgendes erkennen: im äussersten Violett ist eine gleichmässige Schwärzung der Platte eingetreten, die Schicht scheint hier an allen Stellen gleich stark afficirt zu sein; von dieser gleichmässig geschwärzten Partie erstrecken sich *parallel zur*

so verwendete ich in solchen Fällen Glasplatten, nach dem Kundt'schen Verfahren mit eingebranntem Platinspiegel versehen, die im Cyan-silberbade elektrolytisch versilbert wurden. Bei vielen der später beschriebenen Versuche wurden die Platten nicht in Flüssigkeiten gebracht, es genügten dann also chemisch versilberte Glasplatten, die der Durchsichtigkeit halber den Vorzug verdienten. Von den bekannten Verfahren erwies sich als sehr geeignet das von Wernicke (Pogg. Ann. 133. p. 184. 1868.). Nach demselben konnte ich vortreffliche, fehlerfreie, mit schön blauer Farbe durchsichtige Silberspiegel erhalten unter Anwendung folgenden Kunstgriffes: Die Glasplatte wurde nach gründlicher Reinigung (Behandeln mit Natronlauge und Wasser, dann mit Alkohol und Polir-*roth*) vor dem Eintauchen in das Versilberungsbad mit einem von der eben fertig gemischten Flüssigkeit durchtränkten Wattebausch abgewaschen. Durch dieses Abwaschen nimmt die Glasoberfläche die Versilberung sehr gleichmässig an, die vielen Fehler, die sonst auch bei sorgfältiger Reinigung der Platte leicht auftreten, lassen sich so mit Sicherheit vermeiden.

1) Daguerre'sche Platten können bekanntlich sowohl in Quecksilberdampf als im physikalischen Silberentwickler (Lösung A: 6 g Silbernitrat auf 300 cem Wasser; Lösung B: 1,0 g Pyrogallol + 1,5 g Citronensäure auf 300 cem Wasser; A und B gemischt zu gleichen Theilen) hervorgerufen werden. Beide Verfahren erwiesen sich im vorliegenden Fall als gut brauchbar.

Keilkante verlaufende zungenförmige Streifen in den blauen Theil des Spectrums hinein, um im Blaugrün zu enden.

Die oberen Hälften der Fig. 1 bis 4 (vgl. Tafel I) stellen solche Platten dar.¹⁾ Man bemerkt, besonders in Fig. 2 und 3, leicht die allgemeine Schwärzung im Violett und die von dort aus sich nach unten ins Blau vorschiebenden dunklen Streifen. Fig. 1, 2 und 3 sind in einem Spectrum von nur 3 cm Gesamtlänge aufgenommen (Belichtungszeit 15—30 Min.); die Streifen sind infolge dessen sehr kurz. Bei Fig. 4 wurde ein längeres Spectrum angewendet, doch treten hier die Streifen weniger deutlich hervor, da das stets beigemischte diffuse weisse Licht während der langen Expositionszeit (ca. 2 Stunden) eine Verschleierung der Platte bewirkt hat.

Es liegt nahe, die Ursache der Streifen in Interferenzerscheinungen zu suchen; man wird also die Lage der Entwicklungstreifen vergleichen mit der Lage der Interferenzstreifen im reflectirten Lichte. Eine keilförmig jodirte Silberplatte wurde senkrecht zur Keilkante durchgeschnitten, eine Hälfte an genau bezeichnete Stelle des Spectrums gebracht, belichtet, entwickelt und fixirt, mit der anderen, unveränderten Hälfte zusammengekittet²⁾, und das Ganze derart abermals dem Spectrum ausgesetzt, dass die belichtete Hälfte wieder dieselbe Stelle einnahm wie vorher. Man konnte nun erkennen, dass die dunklen Entwicklungstreifen ihre Fortsetzung finden in den

1) Die Platten waren während der Belichtung mit einer zackig ausgeschnittenen Maske bedeckt, die das äusserste violette Licht abhielt und beim Entwickeln eine (auch in den Figuren, besonders 2 bis 4, erkennbare) ungeschwärzte Partie hervortreten liess, wodurch die Beurtheilung der Entwicklung sehr erleichtert wurde. Der zackig begrenzte schwarze Theil in der oberen Hälfte von Fig. 1 rührt her von einem entsprechend geschnittenen schwarzen Papier, das die Originalplatte bei der photographischen Aufnahme bedeckte. Dasselbe wurde deshalb mit photographirt, damit man die, seinem Rande ungefähr parallel, aber etwas tiefer verlaufende Grenze der vorhin erwähnten Maske besser erkennen könne, die deswegen hier nicht durchweg sichtbar ist, weil der violette, eine allgemeine Schwärzung erzeugende Theil des Spectrums nicht mehr auf die Platte, sondern auf die Maske fiel, sodass nur die kurzen im Blau auftretenden Entwicklungstreifen zu sehen sind.

2) Um jede Verschiebung der beiden Hälften auszuschliessen, waren vor Durchschneiden der Platte auf der Rückseite Striche gezogen worden, die ein genaues Zusammenfügen der Hälften ermöglichten.

dunklen Interferenzstreifen der nicht fixirten Hälfte, dass beide Streifensysteme ohne irgend merkbare Verschiebung ineinander übergehen.

Wenn wirklich dieser Zusammenhang zwischen Interferenz- und Entwicklungstreifen ein ursächlicher, nicht zufälliger ist, so werden letztere da fehlen müssen, wo erstere nicht auftreten können. Nun sind scharfe Interferenzstreifen nur möglich in homogenem, also etwa spectral zerlegtem Licht, und zwar nur für solche Farben, für welche die Absorption in der Schicht nicht so stark ist, dass das an der hinteren Grenzfläche reflectirte Licht nicht mehr nach vorn kommen kann, sondern unterwegs völlig aufgehalten wird. Jodsilber ist aber ausserordentlich wenig durchlässig für violettes Licht, dessen Wellenlänge kleiner als $480 \mu\mu$ ist¹⁾; in diesem Spectralbereich also können Interferenzstreifen nicht entstehen. Ist das Auftreten der Entwicklungstreifen durch das Vorhandensein der Interferenzen bedingt, so werden demnach erstere nur im blauen Theil des Spectrums hervortreten dürfen (der grüne, gelbe und rothe Theil kommt nicht in Betracht, weil hier die photographische Empfindlichkeit des Jodsilbers verschwindend ist), während im violetten Theil eine allgemeine Schwärzung zu Stande kommen muss. Der oben beschriebene Versuch deutet somit in der That auf einen ursächlichen Zusammenhang zwischen Interferenz- und Entwicklungstreifen hin.

Wenn es gelingt, ein Lichtfilter ausfindig zu machen, das sowohl Violett, als auch Grün, Gelb und Roth absorbirt, so wird das hindurchgehende Licht, da es rein blau ist, zur Erzeugung der Entwicklungstreifen mit Vortheil verwendet werden können. Die Beseitigung der brechbareren Strahlen wird nach dem oben Gesagten durch eine Jodsilberschicht möglich sein; schon eine Schicht, deren Dicke einige Wellenlängen beträgt, vermag das durchgehende Licht völlig von Violett zu befreien.²⁾ Die Absorption von Roth, Gelb und

1) Schultz-Sellack, Pogg. Ann. 143. p. 166. 1871.

2) Um solche Jodsilberschichten herzustellen, setzt man chemisch versilberte Glasplatten solange Joddämpfen aus, bis alles Silber in Jodsilber verwandelt ist. Die Jodsilberschicht wird bei Belichtung schnell trüb und lässt dann im ganzen weniger Licht durch, hält aber nicht mehr alles Violett zurück. Diese sehr lästige Trübung kann völlig ver-

Grün geschieht durch eine Lösung von Kupferoxydammoniak; eine Schicht von genügender Concentration bez. ausreichender Dicke lässt nur Blau und Violett hindurch. Licht also, das diese beiden Filter durchsetzt hat, wird ziemlich homogen sein; es enthält nur Strahlen, deren Wellenlängen zwischen 455 und 480 $\mu\mu$ liegen.

Die Verwendung eines solchen *Blaufilters* ist sehr bequem, die Lichtstärke ist ziemlich gross, die Entwicklungstreifen sind recht scharf und klar.¹⁾ Vor allen Dingen gelingt auch mit Hülfe dieses Lichtes die photographische Aufnahme der Interferenzstreifen, welche auf jodirten Silberplatten zu sehen sind; man wird deshalb die wie oben beschrieben zusammengekitteten (halb entwickelten und halb unveränderten) Platten im blauen filtrirten Licht photographiren und so die Uebereinstimmung in der Lage der Entwicklungs- und der Interferenzstreifen auch objectiv zeigen können. Die Fig. 1 bis 4 (vgl. Tafel I) sind so erhalten; man erkennt im allgemeinen, dass die Streifen des einen Systems in die des anderen übergehen; kleinere Abweichungen, besonders in Fig. 4, sind darauf zurückzuführen, dass dem zur Erzeugung der Entwicklungstreifen benutzten Spectralbereich nicht genau dieselbe Wellenlänge zukam wie dem blauen filtrirten Licht.²⁾

Auch mit weissem Licht (z. B. diffusem Tageslicht) kann man Entwicklungstreifen erhalten, wenn nicht zu viel Violett zugegen ist; es kommen dann vorzugsweise die blauen Strahlen als photographisch wirksame in Betracht. Naturgemäss sind die Streifen bei Verwendung spectral zerlegten Lichtes wesentlich klarer und ausgeprägter.

hindert werden, wenn die Platte nach dem Jodiren ziemlich intensiv erwärmt und nach Abkühlen dünn mit Collodium überzogen wird (vgl. unten).

1) Es gelang mir bisweilen, noch Andeutungen des Streifens fünfter Ordnung zu erhalten.

2) Es mag ausdrücklich erwähnt werden, dass auch bei Platte 4 im Spectrum eine völlige Uebereinstimmung in den Lagen von Entwicklung- und Interferenzstreifen erkannt werden konnte. Figur 4 wurde beigelegt, um die längeren Entwicklungstreifen zu zeigen.

§ 2. Die Entwicklungsfähigkeit ist bedingt durch Vorgänge an der Oberfläche der Jodsilberschicht.

Es tritt nunmehr die Frage auf: *Welchen Umständen verdanken die Entwicklungstreifen ihr Entstehen?* Offenbar müssen an den verschiedenen Stellen *verschiedene Lichtstärken* wirksam sein; man hat also zunächst die Gründe für Unterschiede in der Lichtintensität aufzusuchen, die zu finden sein werden einerseits in der gewöhnlichen Interferenz des direct in die Jodsilberschicht eintretenden Lichtes mit dem nach zweimaliger Reflexion von der vorderen Grenzfläche nach hinten gehenden Licht, andererseits in den stehenden Wellen, gebildet durch Interferenz des einfallenden Lichtes mit dem am Silberpiegel reflectirten. Nun ist nach Wiener¹⁾ die chemische Wirkung der Lichtwelle an das Vorhandensein der Schwingungen der elektrischen Kräfte geknüpft, wir haben demnach nur den elektrischen Vector zu berücksichtigen; dieser erfährt aber eine Phasenverschiebung von einer halben Wellenlänge bei der Reflexion am optisch dichteren Medium, keine Aenderung der Phase bei der Reflexion am dünneren Medium. Wenn nun an den durch Interferenz dunklen Stellen die beiden an der hinteren und vorderen Grenzfläche der Jodsilberschicht reflectirten Wellen einen Phasenunterschied von $\frac{1}{2} \lambda$ besitzen, die letztere Reflexion aber eben mit einer Phasenänderung von $\frac{1}{2} \lambda$ verbunden ist, so muss die in die Schicht eintretende Welle mit der austretenden in gleicher Phase sein, d. h. es muss an dieser Stelle ein Bauch der stehenden Wellen für die elektrischen Kräfte in der Oberfläche der Jodsilberschicht liegen. Ferner wird die an der Silberoberfläche reflectirte Welle, nachdem sie an der vorderen Grenzfläche der Jodsilberschicht eine abermalige Reflexion, dabei aber keine Phasenänderung erlitten hat, an der fraglichen Stelle mit der eintretenden Welle ebenfalls in gleicher Phase sein, dieselbe also verstärken. Demnach sind eben diejenigen Stellen der Jodsilberschicht, an denen ein dunkler Interferenzstreifen erscheint, die also auch nach dem früher angeführten Versuch hervorragend entwicklungsfähig sind, dadurch ausgezeichnet,

1) O. Wiener, Wied. Ann. 40. p. 241. 1890.

dass an ihnen einerseits durch gewöhnliche Interferenz eine besonders grosse Intensität des von der vorderen Grenzfläche der Jodsilberschicht nach hinten gehenden Lichtes, also überhaupt der mittleren Lichtstärke zu Stande kommt, andererseits Bäuche der stehenden Wellen in der Oberfläche der Jodsilberschicht liegen. Beide Gründe könnten eine besonders starke Entwicklung bedingen.

Eine genauere Betrachtung der Lichtintensitätsverhältnisse zeigt, dass die erste Annahme nicht ausreicht zur Erklärung. Von den zur Berechnung erforderlichen Grössen konnten die Phasenänderung φ und das Reflexionsvermögen J bei der metallischen Reflexion, sowie der Brechungsexponent n des Jodsilbers als bekannt angenommen werden; φ wurde der einfacheren Rechnung halber $= 0,5$ gesetzt¹⁾, J ergab sich aus der Formel von Drude²⁾ für den vorliegenden Fall gleich 0,915, n wurde durch Interpolation aus den Angaben von Wernicke³⁾ zu 2,34 für eine Wellenlänge (in Luft) von 440μ gefunden.

Der Absorptionscoefficient k dagegen war unbekannt, derselbe wurde photometrisch bestimmt: Zwei Acetylenflammen sandten ihr Licht durch je eins der oben beschriebenen Blaufilter hindurch auf den weissen Schirm des Lummer-Brodhun'schen Photometers; es wurde die Abnahme der Lichtintensität bestimmt, die eine Jodsilberplatte von bekannter Dicke bewirkte. Die Lichtstärke beim Einschalten der mit Jodsilber bedeckten Glasplatte ergab sich zu 0,610 der Lichtstärke, wie sie beim Einschalten der reinen Glasplatte vorhanden war.⁴⁾ Die Dicke der Jodsilberschicht wurde durch

1) Der Fehler, der durch diese Ungenauigkeit auftritt, ist verschwindend, da durch den Werth von φ nur die Dicke der Jodsilberschicht und somit der Lichtverlust durch Absorption beeinflusst wird; letzterer ist aber überhaupt gering.

2) P. Drude, Wied. Ann. 39. p. 481. 1890.

3) W. Wernicke, Pogg. Ann. 159. p. 217. 1876.

4) Da das im letzteren Fall reflectirte Licht bei einem Brechungsexponenten des Glases $= 1,52$ ca. 0,08, das im ersten Fall reflectirte Licht bei einem Brechungsexponenten des Jodsilbers $= 2,34$ ca. 0,23 des auffallenden beträgt, so geschieht die Lichtabnahme durch bloesse Absorption im Verhältniss $0,61 (1 - 0,08) : (1 - 0,23) = 0,73 : 1$ (vgl. Fig. 12, p. 156).

Beobachtung der Interferenzstreifen im Spectrum des von der Schicht reflectirten weissen Lichtes gefunden zu $690 \mu\mu$
 $= 7,38 \times \frac{1}{3} \lambda$, wenn die mittlere Wellenlänge des wirksamen

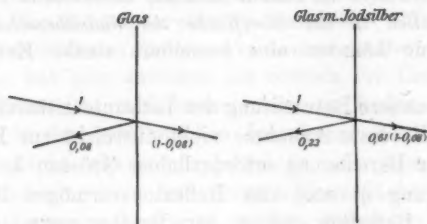


Fig. 12.

blauen Lichtes im Jodsilber zu $187 \mu\mu$ angenommen wird. Demnach ergibt sich, wenn k den Absorptionscoefficienten, bezogen auf die halbe Wellenlänge bedeutet, aus der Gleichung

$$J = J_0 e^{-k d}$$

$$k = 0,044.$$

Berechnet man unter Zugrundelegung der angegebenen Daten die Gesamtintensität des von der vorderen Grenzfläche der Jodsilberschicht nach hinten gehenden Lichtes, so erhält man ein Verhältniss der Lichtstärken an den Stellen maximaler und minimaler Intensität von im Mittel 3,6:1.¹⁾

Ein Urtheil darüber, welcher Unterschied in der Entwicklungsfähigkeit einem Verhältniss der Lichtintensitäten von 3,6:1 entspricht, ergab ein einfacher Versuch. Eine gleichmässig jodirte Silberplatte wurde zur Hälfte 1 Min., zur

1) Dieses Verhältniss 3,6:1 stellt nur eine obere Grenze dar, hinter welcher der wirklich vorhandene Werth vielleicht nicht unerheblich zurückbleibt. Denn der Absorptionscoefficient k ist unzweifelhaft zu klein in die Rechnung eingesetzt worden; derselbe wurde ja photometrisch, also für die optisch hellsten unter den das Lichtfilter durchsetzenden Strahlen, die blaugrünen bestimmt, während die dem Absorptionsmaximum näher liegenden dunkelblauen Strahlen die photographisch wirksamen sind; für letztere ist k grösser, das Verhältniss zwischen maximaler und minimaler Intensität des nach hinten gehenden Lichtes somit kleiner, als oben berechnet wurde.

Hälfte 3,6 Min. dem blauen Licht ausgesetzt und dann entwickelt. Nach dem Fixiren, Auswaschen und Trocknen war folgendes zu erkennen. Die kürzer belichtete Partie hob sich bereits deutlich von der unbelichteten Umgebung ab (ein Streifen der Platte war durch einen aufgelegten Carton während der ganzen Belichtungszeit vor jedem Lichteindruck geschützt); der andere, von der 3,6-fachen Lichtmenge getroffene Theil erwies sich zwar etwas intensiver geschwärzt, als der erstere, indess war dieser Unterschied unbeträchtlich. Fig. 5 (vgl. Tafel I) zeigt eine solche Platte; der obere Theil der linken Hälfte wurde 3,6 Min. der untere Theil 1 Min. lang, die rechte Hälfte überhaupt nicht belichtet.¹⁾

Vergleicht man mit dieser Fig. 5 die Fig. 1, so erkennt man, dass in letzterer der Unterschied in der Schwärzung an den Stellen maximaler und minimaler Entwicklung ausserordentlich viel grösser ist, als an der länger und kürzer belichteten Stelle in ersterer²⁾; in Fig. 1 ist an den Stellen maximaler Entwicklung bereits intensive Dunkelfärbung eingetreten, während die Stellen minimaler Entwicklung noch gänzlich unverändert erscheinen; in Fig. 5 dagegen ist, obwohl die Partie schwächerer Entwicklung bereits deutliche Schwärzung erkennen lässt, die Partie stärkerer Entwicklung unvergleichlich blasser als in Fig. 1. Durch den geringen Unterschied der Lichtintensitäten vom Verhältniss 3,6 : 1 kann also der beträchtliche Unterschied in der Entwicklungsfähigkeit, wie ihn Fig. 1 aufweist, nicht erklärt werden; die Lichtstärken, die so wesentlich verschiedene Entwicklung verursachen konnten, müssen vielmehr in wesentlich anderem Verhältniss zu einander stehen.

Die Entwicklung an den verschiedenen Stellen entspricht sehr viel besser der Vertheilung der Lichtintensität, wie sie in den *stehenden Wellen* gegeben ist: dort ergiebt sich unter Zugrundelegung obiger Daten die Lichtstärke in den Bäuchen

1) Im Original war der Unterschied der Schwärzung an länger und kürzer belichteter Stelle noch etwas weniger gross als in der vorliegenden Copie.

2) In Fig. 2, 3 und besonders 4 sind die Unterschiede freilich geringer; indess war in diesen Fällen viel diffuses weisses Licht dem Spectrum beigemischt.

etwa 150 bis 200 mal so gross, wie in den Knoten. Eine Erklärung für das Entstehen der Entwicklungstreifen hat demnach die stehenden Wellen als Ursache heranzuziehen.

Die maximale Entwicklung ist somit geknüpft an das Vorhandensein eines Bauches der stehenden Wellen in der Oberfläche der Jodsilberschicht. Nun sind folgende zwei Fälle denkbar: Entweder die Vorgänge, welche die Entwicklungsfähigkeit des Jodsilbers bedingen, finden überall in der Schicht statt in einem der localen Lichtstärke mehr oder weniger proportionalen Maasse¹⁾; die Oberfläche käme dann nur insofern in Betracht, als sie die Stellen bestimmt, die der Wirkung des Entwicklers ausgesetzt werden. Oder aber es kommt der Oberfläche eine für den Verlauf des Processes wesentliche Bedeutung zu, indem sie den Schauplatz für einen Theil der Vorgänge bildet, welche das Jodsilber in den entwicklungsfähigen Zustand überführen. Im ersten Fall würde jede Stelle der Jodsilberschicht, auch im Innern derselben, entwickelt werden können, vorausgesetzt nur, dass der Entwickler dahin gelangen kann; im zweiten Fall wird die Entwicklungsfähigkeit, da sie durch die Oberfläche bedingt ist, auch nur an dieser oder wenigstens in ihrer Nähe zu finden sein.

Ein Mittel, das unter beiden möglichen Erklärungen die zutreffende auszuwählen gestattet, ist gegeben in der Aufsuchung von Stellen maximaler Entwicklungsfähigkeit im Innern der Schicht. Wäre die erste Annahme richtig, so müsste die Schwärzung im Entwickler stets dort am intensivsten sein, wo während der Belichtung ein Bauch der stehenden Wellen lag. Es müsste also eine *Verschiebung der Streifen* eintreten, wenn die Entwicklung vorgenommen wird, nachdem ein oberflächlicher Theil der belichteten Schicht beseitigt und so der Entwicklung Stellen ausgesetzt wurden, an denen die Bäuche der stehenden Wellen andere Lagen besitzen als in der Ober-

1) Etwa dadurch, dass die Bäuche der stehenden Wellen durch Abgabe von Jod an das Silber der Unterlage bald jodarm werden (unter Bildung von Ag_2J oder Ag); der Quecksilberdampf bez. das aus dem Entwickler abgeschiedene Silber würden sich dann vorzugsweise an den silberreichen Partien absetzen, also dort, wo Stellen der Entwicklung zugänglich sind, an denen bei Belichtung ein Bauch der stehenden Wellen lag.

fläche. Gelingt es also, einen obersten Theil der Jodsilberschicht zu entfernen und nach dieser gewaltsamen Behandlung doch noch Entwicklungstreifen zu erhalten, so wird eine Beantwortung der in Rede stehenden Frage möglich sein.

Es ist einleuchtend, dass die oberflächliche Schicht auch wirklich vollständig fortgenommen werden muss, sodass nicht etwa eben diejenigen Substanzen, die die Entwicklungsfähigkeit bedingen, erhalten bleiben; letzteres würde aber der Fall sein, wenn man die Jodsilberschicht durch irgend ein Fixirmittel, z. B. Natriumthiosulfatlösung, theilweise abtragen wollte. Wohl würden dadurch Stellen aus dem Innern der Schicht blossgelegt, zugleich aber würde die Oberfläche bedeckt werden mit den aus den weggenommenen Schichten stammenden, im Fixirmittel unlöslichen Körpern, die, mögen sie nun aus Silber oder einem Subjodür bestehen, jedenfalls die Entwicklungsfähigkeit verursachen. Die nachfolgende Entwicklung würde also nicht erkennen lassen, welche Veränderungen während der Belichtung an den nunmehr blossgelegten Stellen eintraten, sondern sie würde nur Auskunft geben über die Summe aller Vorgänge, die sich in dieser und den darüber gelegenen, jetzt weggenommenen Schichten abspielten. Man hat demnach das Abtragen der Jodsilberschicht durch *mechanisches Abreiben* zu bewirken.

Einige Vorversuche, die mit so behandelten Platten angestellt wurden, liessen erkennen, dass durch diese Behandlung die Entwicklungsfähigkeit in ganz auffallendem Maasse gelitten hatte: es erwies sich als äusserst schwierig, überhaupt noch Entwicklungstreifen zu erhalten, und diese traten aus ihrer Umgebung nur sehr wenig hervor, weil die Entwicklung wegen der allgemeinen Unempfindlichkeit an den geriebenen Stellen solange dauerte, dass auch die nur schwach oder gar nicht belichteten Partien geschwärzt wurden und die ganze Platte verschleiert und unsauber erschien.

Die Bestrahlung geschah mit blauem, filtrirtem Licht; mit weichem Leder und etwas Polirroth konnte man dann leicht einen mittleren, senkrecht zur Keilkante verlaufenden Streifen derart bearbeiten, dass die Platte an dieser Stelle eine deutliche Ausbauchung der im (photographisch unwirksamen) Natriumlicht erkennbaren Interferenzstreifen zeigte.

Nach dem Entwickeln und Fixiren wurde zugesehen, ob die Entwicklungstreifen eine entsprechende Ausbauchung aufwiesen.

Eine solche Ausbauchung konnte nun nicht bemerkt werden; indess vorläufig deshalb nicht, weil an eben den Stellen, die für die Entscheidung in Betracht kamen, nämlich da, wo die Ausbauchung erheblichere Werthe annahm, die Entwicklungstreifen völlig verschwanden. Die kurzen Stücke der Streifen¹⁾, die sich an den Rändern der durch Abreiben veränderten Partie zeigten, konnten erst dann die Frage entscheiden, wenn es gelang, mit Sicherheit auch die geringsten Verschiebungen, welche die Streifen erfuhren, zu erkennen. Hierzu genügte die photographische Aufnahme der Platte im blauen Licht vor und nach Abwischen des Mittelstreifens, welche mit Hülfe folgender Anordnung bequem durchgeführt wurde. Vor dem Objectiv, unter 45° gegen dessen Achse geneigt, war ein weisser Schirm aufgestellt, der eine Oeffnung besass, eben gross genug, um die äussersten von der aufzunehmenden Platte kommenden Strahlen in das Objectiv gelangen zu lassen; auf diesen Schirm fiel von der Seite blaues Licht²⁾ (vgl. Fig. 13, p. 161).

Die aufzunehmende Platte konnte leicht in einem Rahmen befestigt werden, der fest so aufgestellt war, dass das auf der Mattscheibe des photographischen Apparates erscheinende scharfe Bild möglichst dieselben Dimensionen aufwies wie das Original. Einige Striche, die vor der ersten Aufnahme mit dem Diamanten auf der Jodsilberplatte gezogen wurden und die in den photographischen Negativen wieder erschienen, gestatteten eine genaue Vergleichung der Grössenverhältnisse und nöthigenfalls eine Umrechnung; ausserdem dienten diese Striche bei der Ausmessung der Entwicklungstreifen als sehr bequeme Marken.

Der Gang eines Versuches gestaltete sich also folgender-

1) Die äusserste Tiefe, bis zu welcher überhaupt noch eine Entwicklung der Streifen gelang, betrug etwa $\frac{1}{4}$ Wellenlänge.

2) Die durch das schiefe Auffallen der Randstrahlen herbeigeführte Verschiebung der Streifen beträgt unter den vorliegenden Umständen $\frac{1}{300}$ Streifenbreite, ist also belanglos.

maassen. Die keilförmig jodirte Silberplatte wurde photographisch aufgenommen (Bild I) und darnach mit blauem Licht ungefähr 2 Stunden lang bestrahlt; hierauf wurde ein mittlerer Streifen theilweise abgewischt, die so behandelte Platte wieder photographirt (Bild II), dann entwickelt und fixirt, um zum Schluss abermals aufgenommen zu werden (Bild III).

Man konnte nun deutlich erkennen, dass die Entwicklungstreifen auf III, soweit sie überhaupt sichtbar waren, vollständig sich deckten mit den Interferenzstreifen auf I, dagegen eine geringe, aber unverkennbare Abweichung von den Interferenzstreifen auf II zeigten; diese Abweichung nahm in einigen Fällen Beträge bis zu 1 mm an. (Vgl. die Tafel II, auf der unter Fig. 6 bis 8 sowie 9 bis 11 die Ergebnisse von zwei solchen Versuchen nebeneinander gestellt sind.)¹⁾

Das Gesagte gilt allerdings zunächst nur für die Entwicklungstreifen von der zweiten und höherer Ordnung; beim ersten Streifen zeigte sich eine Erscheinung, welche die Beurtheilung wesentlich erschwerte. Es war nämlich ein an diesen Streifen anschliessendes dunkles Band auch da zu sehen, wo die Ausbauchung beträchtlich wurde, und zwar folgte dieses Band in seinem Verlauf dem ersten Interferenzstreifen, wies also auch eine entsprechende Krümmung auf. Indessen zeigte dasselbe eine andere Färbung, als die übrigen Entwicklungstreifen an den durch Abwischen veränderten Stellen, insbesondere trat es mitunter auch da auf, wo die Platte durch einen aufgelegten Papierstreifen während der Belichtung beschattet worden war. Das Ganze konnte somit wohl den Eindruck hervorrufen, als ob die Ursache für die Entstehung

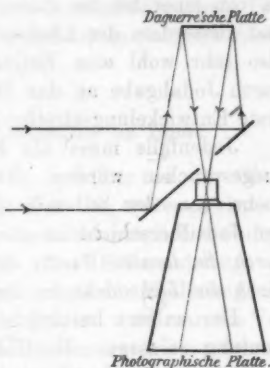


Fig. 13.

1) Die Figuren der Tafel sind Verkleinerungen nach den Originalnegativen. Da die Verkleinerung nicht überall denselben Betrag hat, sind die vorliegenden Figuren zu messenden Versuchen wenig geeignet.

dieses dunklen abgelenkten Bandes nicht dieselbe sei wie für die anderen Entwicklungsstreifen. Immerhin wäre es nicht unmöglich, einen Unterschied im Verhalten des ersten und der folgenden Streifen zu erklären: die erste Bauchebene könnte von der Silberoberfläche besonders stark beeinflusst werden, da von jener bis zu dieser die Lichtstärken stetig abnehmen und ausserdem der Abstand beider sehr gering ist. Es könnte also sehr wohl eine Entjodirung nur der ersten Bauchebene durch Jodabgabe an das Silber der Unterlage stattfinden; der erste Entwicklungsstreifen müsste dann verschoben erscheinen.

Jedenfalls muss als Ergebniss des Versuches folgendes ausgesprochen werden. Für die jenseits der ersten Bauchebene von der Silberoberfläche liegenden Stellen im Innern der Jodsilberschicht ist *die Entwicklungsfähigkeit gegeben nicht durch die localen Werthe der Lichtintensität, sondern wesentlich durch die Lichtstärke an der äusseren Oberfläche des Jodsilbers.*

Der zuletzt beschriebene Versuch könnte noch folgende Deutung zulassen. Es findet zwar allenthalben während der Belichtung eine der localen Lichtintensität proportionale Entjodirung statt, aber der mit der Tiefe variirende Joddruck strebt einen *Ausgleich* an, sobald mit Beendigung der Belichtung die Ursache für eine Ungleichmässigkeit in der Jodvertheilung aufgehoben ist; es wäre also überall, somit auch an der Oberfläche, eine Entwicklungsfähigkeit vorhanden, die proportional der mittleren Lichtstärke in der ganzen Schicht an der betreffenden Stelle sein müsste. Indess wurde schon oben darauf hingewiesen, dass eine solche Annahme nicht mit den grossen Unterschieden in der Entwicklungsfähigkeit in Einklang zu bringen ist; zudem konnte direct nachgewiesen werden, dass die Entwicklungsstreifen in der Tiefe auch dann nicht abgelenkt erscheinen, wenn die Entwicklung vorgenommen wird bei gleichzeitiger Belichtung, wenn also jener Jodausgleich nicht stattfinden kann. Die Platte wurde behandelt wie beim vorhergehenden Versuch, aber einige Minuten vor Entwicklung in dasselbe blaue Licht zurückgebracht, das zur Belichtung verwendet worden war. Dann wurde von unten ein mit erhitztem Quecksilber gefülltes Glasgefäss herangeschoben und so das Bild hervorgerufen. Es zeigte sich auch hier, dass die Entwicklungsmaxima im

Innern der Jodsilberschicht genau dieselbe Lage besaßen, wie auf der Oberfläche.

Die Annahme, dass überall, auch im Innern der Schicht, eine Entwicklungsfähigkeit entsprechend der localen Lichtstärke vorhanden ist, erweist sich somit als nicht zutreffend, d. h.: *es müssen sich in der Oberfläche der Jodsilberschicht Vorgänge abspielen, durch welche die Entwicklungsfähigkeit beeinflusst wird.*

§ 3. Verhalten von reinem Jodsilber im Licht.

Um die bei der Belichtung von Jodsilber an der Oberfläche sich abspielenden Vorgänge klar zu stellen, wird es zweckmässig sein, die Verhältnisse zunächst möglichst einfach zu gestalten, also Jodsilberplatten ohne Silberunterlage zu verwenden; erst nachdem eine befriedigende Erklärung der hier auftretenden Erscheinungen gelungen ist, wird man die Versuche auf Jodsilberschichten mit Silberhintergrund ausdehnen.

Eine mit Silberüberzug versehene Glasplatte, die solange Joddämpfen ausgesetzt wurde, bis alles Silber in Jodsilber verwandelt ist, zeigt sich mit einer völlig klaren, gelblichen Jodsilberschicht bedeckt; letztere wird bei intensiver Belichtung bald getrübt.¹⁾ Es entsteht die Frage: *Durch welche Vorgänge wird die Trübung bewirkt und was ist die getrübe Substanz?*

Chlorsilber giebt erwiesenermaassen beim Belichten Chlor ab; es liegt nahe, eine ähnliche Aenderung für das belichtete Jodsilber anzunehmen. Würde Jod aus dem Jodsilber in die Luft hinaustreten, so würde das Volumen der ganzen Masse kleiner werden, es könnten also Hohlräume entstehen, welche die Schicht trübe erscheinen lassen müssten; die getrübe

1) Schultz-Sellaack, (Pogg. Anm. 143. p. 442. 1871) giebt schon an, dass eine erhebliche Trübung nur dann entsteht, wenn Jod im Ueberschuss vorhanden ist, dass sie dann ausbleibt, wenn man die Platte vor dem Belichten mit reducirenden Dämpfen, z. B. SO_2 , oder mit jodabsorbirenden Flüssigkeiten behandelte. Ich fand, dass die Trübung fast völlig vermieden werden kann, wenn die Platte rechtzeitig der Einwirkung der Joddämpfe entzogen oder wenn vor Belichtung das überschüssige Jod durch schwaches Erhitzen entfernt wird.

Substanz würde dann ein Subjodür sein. Ist diese Ansicht richtig, so muss die Trübung ausbleiben, wenn man die Jodsilberschicht durch eine für Jod undurchdringliche Decke abschliesst und somit dem Jod den Austritt verwehrt.

In der That zeigten mit Jodüberschuss hergestellte Jodsilberplatten, die stellenweise mit Collodium, mit alkoholischer Schellacklösung oder mit Kaliwasserglas bestrichen und dann mit kräftigem, weissem elektrischen Licht belichtet wurden, an den abgedeckten Stellen auch dann noch keine oder doch nur geringe Veränderungen, als die ungedeckten Partien bereits lebhaft getrübt waren.¹⁾ Dabei erwies es sich als völlig gleichgültig, ob die Belichtung von der Glas- oder Schichtseite her erfolgte, eine Thatsache, die den Einwand widerlegt, es könne vielleicht die Absorption des Lichtes in der Deckschicht von Einfluss sein. Zudem wurde constatirt, dass Licht, welches durch Glasplatten, die theilweise mit Collodium bestrichen waren, hindurchging und auf direct darunter befindliche Jodsilberplatten fiel, diese letzteren gleichmässig trübte, also an den Stellen, wo die Collodiumschicht durchsetzt werden musste, nicht schwächer wirkte als an den übrigen; die Absorption im Collodium ist somit verschwindend. Und da der Brechungsexponent des Collodiums zwischen dem des Jodsilbers und dem der Luft liegt, so wird bei Belichtung der theilweise mit Collodium bestrichenen Jodsilberplatte von der Schichtseite her weniger Licht in die Luft reflectirt, alsó mehr in das Jodsilber eintreten an den mit Collodiumüberzug versehenen Stellen, als an den anderen. Trotz dieser etwas grösseren Lichtintensität also findet die *Veränderung ganz wesentlich langsamer statt, wenn die Oberfläche des Jodsilbers zugedeckt ist.*

Auch durch eine genügend fest aufgepresste Glaslinse von etwa 50 cm Krümmungshalbmesser konnte ein Scheibchen der Jodsilberschicht von ungefähr 3 mm im Durchmesser vor Trübung geschützt werden, während die Umgebung sehr stark getrübt wurde.

1) Schultz-Sellack (Pogg. Ann. 143. p. 444. 1871) erklärt diese von ihm schon beobachtete Wirkung von Lacküberzügen dadurch, dass solche „Einhüllungen die Theilchen des Jodsilbers hindern sich zu trennen und einen grösseren Raum einzunehmen.“

Das etwa austretende Jod durfte man hoffen direct nachzuweisen durch die Veränderung, die eine belichteten Jodsilber gegenüberstehende Silberschicht durch Jodirung der Oberfläche erfuhr. Zwei mit Jodsilber bez. Silber bedeckte Glasplatten wurden Schicht gegen Schicht zusammengelegt, ringsum mit Siegelack verkittet und von der Glasseite der Jodsilberplatte aus zur Hälfte belichtet. Die Silberoberfläche zeigte sich zwar etwas verändert, indess konnte die gleiche Erscheinung beobachtet werden, wenn das Silber ungefähr ebenso intensiv ohne Gegenwart von Jodsilber belichtet wurde. Eine deutliche Interferenzfarbe trat jedenfalls nicht auf. Der Versuch ist also nicht beweisend.

Wenn wirklich Austritt von Jod aus der Schicht bei Belichtung die Trübung erzeugt, so muss letztere ausbleiben oder doch wesentlich schwächer eintreten, wenn *der Jodaustritt erschwert wird durch Anwesenheit von Joddampf in der umgebenden Atmosphäre*. Als aber zwei gleiche Jodsilberplatten, erhalten durch Zerschneiden einer einzigen, in je einem von zwei gleichen Trögen aus Spiegelglas, von denen der eine reine Luft, der andere solche mit Joddampf vermischt (auf dem Boden des Troges lag etwas festes Jod) enthielt, in gleichem Abstand vom elektrischen Lichtbogen zu gleicher Zeit bestrahlt wurden, trat nicht das Erwartete ein, sondern die im Joddampf belichtete Platte trübte sich überraschend schnell und intensiv, während die in Luft stehende Platte erst nach etwa der zehnfachen Belichtungszeit nachfolgte. Dieser Versuch beweist unzweifelhaft, dass *Jodaustritt nicht Ursache der Trübung des Jodsilbers sein kann*.

Da somit eine die Trübung hindernde Collodiumdecke nicht dadurch wirkt, dass sie den Austritt von Jod aus der Schicht in die Luft hinein verhindert, kann sie nur dadurch auf den Process von Einfluss sein, dass sie der Luft den Zutritt zum Jodsilber absperrt. Ist dieser Schluss richtig, so muss die Veränderung des Jodsilbers abhängen von der Natur des Gases, in welchem die Platte während der Belichtung steht.

Eine genauere Untersuchung nach der angedeuteten Richtung bestätigte diese Vermuthung vollständig. Je zwei möglichst gleichartige Jodsilberplatten wurden unter sonst möglichst gleichartigen Bedingungen belichtet, während sich die eine in

einer Atmosphäre von reiner Luft, die andere in einer solchen von *Wasserstoff* oder *Stickstoff* befand. Es erwies sich als ausreichend, die Luft aus dem die Platte enthaltenden Spiegelglastrog durch blosses etwa eine Stunde dauerndes Einleiten des Gases zu verdrängen, wobei die Oeffnung des Troges nach unten oder oben gerichtet war, je nachdem das Gas geringere oder grössere Dichte als Luft besass. Während die in Luft stehenden Platten sich wie gewöhnlich schnell trübten, erfolgten die Veränderungen in den genannten Gasen, besonders dann, wenn einige Sorgfalt auf Reinigung derselben verwendet wurde, so langsam und geringfügig, *dass Jodsilber bei Belichtung in absolut reinen Gasen dieser Art als vollkommen unveränderlich angesehen werden darf.*

Da Luft die Trübung begünstigt, diese Wirkung aber nicht vom Stickstoff ausgeht, wird man dieselbe dem Sauerstoff zuschreiben. In der That zeigte sich eine in *Sauerstoffatmosphäre* stehende Jodsilberplatte etwas, wenn auch nicht sehr viel, schneller verändert, als die in Luft belichtete Controlplatte. Wir haben demnach anzunehmen, dass *Luft die Trübung positiv begünstigt und dass Sauerstoff hierbei der wirksame Factor ist.*

Die nächstliegende Annahme wird die sein, dass belichtetes Jodsilber unter Sauerstoffaufnahme in eine *Sauerstoffverbindung* übergeht. Die Trübung könnte dann etwa dadurch zu Stande kommen, dass durch die mit Sauerstoffaufnahme verbundene Volumenvergrösserung Spannungen entstehen, die bei Ueberschreiten der Festigkeitsgrenze die ganze Schicht zerreißen. Die Schicht müsste dann also beim Belichten dicker werden; in der That ergibt die Beobachtung der Interferenzstreifen, die eine dünne Luftschicht, eingeschlossen zwischen der Oberfläche des Jodsilbers und einer aufgelegten Glasplatte, im Natriumlicht zeigt, eine Verschiebung der Streifen an den Grenzen der bestrahlten Stellen, die ein *Dickerwerden* der Jodsilberschicht *bei Belichtung* anzeigt. Man darf indess aus diesem Aufquellen der Schicht noch keinen Schluss auf das Entstehen einer Sauerstoffverbindung ziehen, denn jeder andere Vorgang, der eine Auflockerung des Jodsilbers bewirkt, würde ebenso ein Dickerwerden der Schicht zur Folge haben.

Von Sauerstoffverbindungen würden in Betracht kommen Silberoxyd, jodsaures Silber und allenfalls Silberoxyjodide.

Die erstgenannten Körper bilden nicht die Substanz der getrübbten Schicht; denn sowohl Ag_2O wie AgJO_3 sind in Ammoniak leicht löslich, müssten also durch dieses Lösungsmittel aus dem belichteten Jodsilber ausgezogen und mit Salzsäure als Chlorsilber gefällt werden können; in mehrfachen Versuchen gelang aber dieser Nachweis von Chlorsilber nicht, als die starke Ammoniaklösung, in welcher die Platten einige Stunden gelegen hatten, filtrirt und zur Trockne verdampft worden war, und nunmehr zur wässerigen Lösung des Rückstandes Salzsäure in Tropfen zugefügt wurde. Selbst unter dem Mikroskop war keinerlei Niederschlag von Chlorsilber zu sehen, während z. B. das durch Ammoniak gelöste und beim Abdampfen dieser Lösung wieder ausgeschiedene Jodsilber deutlich an seiner charakteristischen Krystallgestalt erkennbar war. Auch konnte die im Licht getrübte Jodsilberplatte durch stundenlange Behandlung mit Ammoniak nicht verändert werden.

Der exacte Beweis, dass die getrübte Substanz keine Sauerstoffverbindung darstellt, wird dann geführt sein, wenn es gelingt, die *Trübung unter völligem Ausschluss von Sauerstoff*, z. B. in einer Wasserstoffatmosphäre bei Gegenwart irgend eines die Trübung begünstigenden Körpers, z. B. Jod, herbeizuführen. In eine aus Spiegelglasplatten zusammengekittete Luftpumpenglocke wurde $1\frac{1}{2}$ Stunden lang Wasserstoff oben eingeleitet und unten fortgeführt, darauf ein am Boden liegendes, mit Jod bestreutes Platinblech mittelst des elektrischen Stromes erhitzt, bis das Jod kräftig verdampfte und nunmehr eine in der Glocke aufgehängte Jodsilberplatte dem Bogenlicht ausgesetzt. Die Platte trübte sich sehr schnell, wesentlich schneller als eine zur Controle daneben in freier Luft belichtete.

Wenn also *keine Sauerstoffverbindung* das Material der getrübbten Schicht bildet, muss wohl die Vermuthung aufgestellt werden, dass *reines Jodsilber* vorliegt. Dieser Schluss wird gestützt durch folgende Versuche. Bekanntlich ist Jodsilber dimorph, bei Ueberschreiten einer Temperatur von 146° geht es aus dem hexagonalen in das reguläre System über; dieser Uebergang ist charakterisirt durch eine Farbenänderung: die reguläre Modification ist weit lebhafter gelb gefärbt als die

hexagonale. Erhitzt man nun eine durch Belichtung stellenweise intensiv getrübte Jodsilberplatte, am besten unter einem Lehmann'schen Erwärmungsmikroskop bei schwacher Vergrößerung, so bildet sich bald über der Flamme ein dunkelgelb gefärbter Fleck, der sich allmählich ausdehnt. Diese Gelbfärbung nun tritt an den getrübten Stellen genau ebenso schnell auf und die Grenzen des Fleckes schreiten hier ebenso schnell fort wie in den nichtgetrübten Partien, ein Beweis, dass erstere noch normales Jodsilber enthalten. Die Dauer der Belichtung ist ganz ohne Einfluss; auch nach stundenlanger Bestrahlung, nachdem die Schicht im Licht keine weitere Veränderung mehr erfährt, sodass man annehmen darf, dass alle Veränderungen, die überhaupt möglich sind, stattgefunden haben, lässt sich immer noch diese Gelbfärbung beim Erhitzen aufs deutlichste erkennen.

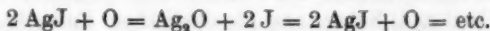
Legt man eine durch Belichten theilweise intensiv getrübte Jodsilberplatte mit der Schichtseite auf den ebenen Boden einer destillirten Wasser enthaltenden Glasschale und giesst vorsichtig Natriumthiosulfat- oder Cyankalilösung hinzu, so findet ein allmähliches Auflösen des Jodsilbers und ein langsames Fortschreiten der Lösungsgrenze statt. Dabei beobachtet man, dass die Lösung der getrübten Partie genau ebenso schnell und ebenso vollständig erfolgt wie die der ungetrübten, dass die Lösungsgrenze in dem einen Theil unmittelbar anschliesst an die Grenze im andern.

Nach diesen Versuchen darf es als feststehend gelten, dass *die getrübte Schicht durch reines, mechanisch fein zertheiltes Jodsilber gebildet wird*, und dass der Sauerstoff bei dem ganzen Process die Rolle einer katalytischen, die Entstehung eines Zwischenzustandes fördernden Substanz spielt. Die bei der Belichtung von Jodsilber stattfindenden Vorgänge würde man sich etwa folgendermaassen denken können.

Das belichtete Jodsilber ist nach Arrhenius dissociirt, die Stabilität der Verbindung also erschüttert. Zu einem völligen Zerfall wird es aber erst kommen bei Gegenwart eines Körpers, der mit Silber oder Jod eine Verbindung einzugehen vermag. Es ist bekannt, dass Vogel¹⁾ die sensibilisirende

1) H. W. Vogel, Handb. d. Photogr. 1. p. 193. 1890.

Wirkung von gewissen Lösungen auf Jodsilbercollodium erklären konnte durch die Annahme, dass in diesen Lösungen Jod Verbindungen bilden, also gewissermaassen absorbiert und somit dem Jodsilber entzogen werden kann. Im vorliegenden Fall würde das Silber mit dem Sauerstoff der Luft eine Verbindung, etwa Ag_2O , bilden, es würde also durch Gegenwart von Sauerstoff das Jodsilber leichter zerlegt werden. Dieses Silberoxyd muss als lichtunbeständige Substanz wieder zerfallen und das frei werdende Silber wird mit dem von der vorigen Zersetzung übrig gebliebenen Jod wieder Jodsilber bilden, worauf derselbe Process von vorn beginnen kann:



Es müsste somit eine fortwährende Umlagerung der Atome stattfinden, womit zweifellos eine Auflockerung und Trübung der ganzen Schicht verbunden wäre.

Es ist natürlich belanglos, ob sich Ag_2O oder ein anderer im Licht leicht zerfallender Körper bildet; das Wesentliche an der Erklärung ist die Annahme, dass der Sauerstoff, eine Verbindung bildend, den völligen Zerfall des bereits dissociirten Jodsilbers begünstigt, dass dann alsbald eine Wiederherstellung des ursprünglichen Zustandes, eine Rückbildung des anfänglich vorhandenen Jodsilbers stattfindet.

Es ist einleuchtend, dass unter solchen Umständen *Jod kräftiger noch wirken muss als Sauerstoff*; wegen der grösseren Verwandtschaft des Jods zum Silber muss eine Verbindung, die durch Sauerstoff zerrissen werden kann, durch Jod¹⁾ noch viel leichter zum Zerfall gebracht werden. Derselbe Grund lässt es auch verstehen, weshalb die Trübung um so leichter erfolgt, je mehr überschüssiges Jod die in Luft belichtete Platte enthält.

Hier mag noch die Thatsache Erwähnung finden, dass eine zunächst klare Jodsilberplatte, die in einem mit Joddämpfen gefüllten Raum steht, auch bei völligem Lichtabschluss langsam, je nach der Temperatur, also dem Joddruk, in

1) Mit Chlor und Brom gelang der Versuch nicht, da die Platte in diesen Gasen schon ohne Lichteinwirkung sehr rasch trüb wurde.

einigen Stunden bis mehreren Tagen, getrübt wird. Die oben gegebene Erklärung lässt sich ohne weiteres auf diesen Fall anwenden, wenn man die Annahme macht, dass Jodsilber, zumal bei Gegenwart überschüssigen Jods, auch im Dunkeln etwas dissociirt sei.

Auf einer genügend kräftig belichteten Platte von reinem Jodsilber lässt sich physikalisch ein deutliches Bild entwickeln, wenn auch die dazu notwendigen Belichtungszeiten ausserordentlich viel grösser sind als bei der gewöhnlichen Daguerre'schen Platte mit Silberunterlage. Diese Entwicklungsfähigkeit braucht indess nicht auf chemische Aenderungen der belichteten Schicht zurückgeführt zu werden; denn da Quecksilber und Silber aus physikalischen Entwicklern sich besonders leicht an rauen Stellen absetzen, darf man die erwähnte Entwicklungsfähigkeit der belichteten Jodsilberplatte wohl zurückführen auf das mit der Auflockerung der Schicht verbundene Rauwerden der Oberfläche an den belichteten Stellen.¹⁾

§ 4. Verhalten von Jodsilber mit Silberunterlage im Licht.

Es ist nunmehr zu untersuchen, welche Vorgänge sich bei Belichtung einer normalen Daguerre'schen Platte, also einer Jodsilberschicht mit Silberunterlage, abspielen. Auch hier wird eine Dissociation des belichteten Jodsilbers stattfinden; der völlige Zerfall in Silber und Jod wird vielleicht um so leichter eintreten, als das Silber der Unterlage das frei werdende Jod zu binden vermag. Man wird also wohl von vornherein erwarten dürfen, dass der Silberuntergrund während der Belichtung allmählich jodirt und dabei das Jodsilber zu Jodür reducirt wird.

Diese *Jodirung des Silbers* findet thatsächlich statt und lässt sich sehr hübsch demonstrieren. Eine Silberschicht wird chemisch auf Glas niedergeschlagen und zwar ziemlich dünn, sodass das Ganze noch recht durchsichtig bleibt. Nachdem diese Silberschicht keilförmig jodirt worden in der Weise, wie oben angegeben ist, erscheint die Platte von der Glasseite her betrachtet als ziemlich gleichmässig heller Spiegel von lebhaftem Metall-

1) Vgl. H. W. Vogel, Handb. d. Photogr. 1. p. 195. Anm. 1890.

glanz, während auf der Schichtseite sehr schöne Interferenzfarben der dünnen Jodsilberschicht erkennbar sind. Belichtet man nun mit elektrischem Licht einen Theil der Platte von der Schichtseite her, während das übrige beschattet bleibt, so bemerkt man bald folgendes: Die beschattete Stelle ist unverändert; dort dagegen, wo Licht die Platte traf, ist auf der Glasseite der Metallglanz verschwunden und zwar um so mehr, je dünner die Silberunterlage war, am deutlichsten und frühesten also an den Rändern der Platte; dafür sind unverkennbare und mitunter sehr lebhaft Interferenzfarben aufgetreten. Auch die Vorderseite der belichteten Stelle erscheint verändert; hier wurden die Interferenzfarben blasser und matter, bis sie völlig verschwanden, die Schicht scheint nunmehr bedeckt mit einem intensiv metallisch glänzenden Körper. Als überraschendes Ergebniss zeigt sich somit eine Umkehr des Anfangszustandes: Die unbelichtete Stelle besass Metallglanz auf der Glasseite, Interferenzfarben auf der Luftseite; die belichtete Schicht weist Interferenzfarben auf der Glasseite, Metallglanz auf der Luftseite auf.¹⁾

Zunächst wird durch diesen Versuch die Vermuthung widerlegt, es möchte sich eine homogene Schicht, bestehend aus einem Silberjodür, bilden; eine solche Schicht müsste offenbar von beiden Seiten das gleiche Aussehen zeigen. So einfach ist die Sachlage also nicht. Man könnte nun freilich daran denken, dass das Jod als das am leichtesten bewegliche Ion die Stellen grösster Lichtintensität am schnellsten verlässt, sodass an solchen Silber zurückbleiben würde; letzteres müsste sich demnach, natürlich unter der hier ja auch zutreffenden Voraussetzung, dass das frei werdende Jod anderweitig gebunden wird, gerade dort anhäufen, wo die Lichtstärke am grössten ist; das Silber würde dem Lichte entgegen, oder richtiger gesagt, Jod würde mit dem Licht wandern können.

1) Schultz-Sellack (Pogg. Ann. 143. p. 446. 1871) beobachtete, dass beim Belichten eines Daguerreotyps mit sehr dünner Silberunterlage eine Abnahme des auf der Rückseite sichtbaren Metallglanzes dieser Silberunterlage an den belichteten Stellen eintritt, dass also hier das Silber dünner wird. Dagegen bemerkte er nicht das Auftreten von Interferenzfarben auf der Rückseite und die Bildung einer metallisch glänzenden Schicht auf der Vorderseite.

Inwiefern auch solche Umstände mitspielen, wird weiter unten zur Sprache kommen; der vorliegende Fall lässt diese Erklärung nicht zu, denn bei Belichtung der Platte von der Glasseite aus finden die Veränderungen in demselben Sinn, wenn auch, entsprechend der starken Schwächung des Lichtes beim Durchgang durch die Silberschicht, weniger schnell statt.

Da die Ergebnisse des § 2 auf einen Einfluss der Oberfläche des Jodsilbers hinweisen, liegt es nahe, auch hier die Belichtung durchzuführen, während die Schicht theilweise mit Collodium, Schellack etc. abgedeckt ist. Es ergab sich, dass *alle Veränderungen an den abgedeckten Stellen* wenn auch nicht völlig ausbleiben, so doch *ganz wesentlich langsamer vor sich gehen*, als an den von Luft bespülten Theilen der Platte; die Rückseite verliert den Metallglanz viel weniger schnell, die Vorderseite bewahrt die Interferenzfarben viel länger deutlich sichtbar.

Auch durch eine aufgespreste Glaslinse konnten die Veränderungen der Schicht wesentlich beeinflusst werden: an der gepressten Stelle wurde keine Abnahme des Metallglanzes der Silberunterlage und nur ganz geringe Farbenänderung der Vorderseite festgestellt. Indessen zeigte es sich, dass nach Wegnahme der Glaslinse und erneuter Belichtung eine Veränderung zwar eintrat, dass dieselbe aber entschieden viel langsamer erfolgte als an nicht gepressten Stellen. Durch den angewandten, allerdings ziemlich beträchtlichen *Druck* — derselbe betrug etwa 100 bis 150 Atmosphären — wird also der ganze Process erheblich verlangsamt.

Die Wirkung einer die Schicht abschliessenden Decke von Collodium etc. darf offenbar nicht gesucht werden in einer Verhinderung von Jodaustritt aus der Schicht; denn wenn ein solches Entweichen von Jod in die Luft schon nicht stattfindet bei reinen Jodsilberplatten, so wird es hier, wo das Jod doch viel leichter festgehalten wird, vollends unmöglich sein. Es bleibt somit nur der Schluss übrig, dass auch im vorliegenden Fall *der Sauerstoff der Luft einen positiven, die Veränderungen begünstigenden Einfluss ausübt*.

Man wird, um diese Ansicht zu stützen, natürlich versuchen, die Jodsilberplatten mit Silberunterlage in einer Atmosphäre von Wasserstoff etc. zu belichten. Der ent-

sprechend der oben gegebenen Schilderung mehrfach angestellte Versuch ergab aber kein ganz klares Resultat. Wohl war in zwei Fällen deutlich erkennbar, dass die in Wasserstoff stehende Platte bei gleicher Belichtung merklich weniger verändert wurde als die in Luft stehende; in anderen Fällen dagegen war keinerlei Unterschied zu sehen, auch dann nicht, als der Wasserstoff zur Reinigung durch eine alkalische Lösung von Pyrogallussäure geleitet wurde; immerhin wäre es wohl denkbar, dass noch geringe Mengen Sauerstoff vorhanden waren, die vielleicht schon ausreichend sind, die Veränderungen der Platte im Licht herbeizuführen.

Erscheint es somit als wohl zulässig, auch bei Jodsilberschichten mit Silberunterlage dem Sauerstoff der Luft eine die Veränderungen direct fördernde Wirkung zuzuschreiben, so ist doch die wegen des starken Metallglanzes der oberflächlichen Schicht wohl einzig in Betracht kommende Sauerstoffverbindung, das normale Silberoxyd Ag_2O , durch Lösen in Ammoniak und nachherigen Zusatz von Salzsäure nicht nachweisbar. Auch durch Einwirkung verschiedener Reductionsmittel, z. B. schwaches Glühen der Platte, ändert diese ihr Aussehen nicht im mindesten. Man wird sonach wohl annehmen müssen, dass *der Sauerstoff auch im vorliegenden Fall nur katalytisch wirkt.*

Der bei der Belichtung sich abspielende Process dürfte etwa folgendermaassen verlaufen. Durch das Licht wird der Zusammenhang des Jodsilbers gelockert; die Verbindung zerfällt leicht bei Gegenwart von Sauerstoff unter Bildung von Silberoxyd. Das frei werdende Jod wandert nach hinten durch die Jodsilberschicht hindurch, trifft auf metallisches Silber, jodirt dasselbe und wird so dem weiteren Process entrückt: da hinten kein Sauerstoff vorhanden ist, kann dort zwar eine Dissociation des Jodsilbers, nicht aber ein völliger Zerfall stattfinden. Das Silberoxyd, das sich vorn gebildet hatte, zerfällt im Licht bald in Silber und Sauerstoff. Nach dieser Vorstellung würde die belichtete Schicht vorn (an Luft) aus Silber, hinten (am Glas) aus Jodsilber bestehen.¹⁾

1) L. Moser (Pogg. Ann. 56. p. 191. 1842) giebt an, er habe eine gelb. jodirte Silberplatte zwei Monate dem Tageslicht ausgesetzt, hierauf

Das durch Belichtung abgeschiedene Silber ist keinesfalls cohärentes metallisches Silber wie das Material, aus dem durch Jodiren die Platte hergestellt wurde. Schon ein etwas bräunliches Aussehen und der weniger lebhafte Glanz lassen leicht den Unterschied erkennen. Zudem leitet die belichtete Schicht den elektrischen Strom nicht, obwohl der Widerstand der unbelichteten Platte sich als ganz unbeträchtlich erwies. Aber dieses Silber ist durch Joddampf leicht in Jodsilber überführbar und die dabei gewonnene Jodsilberschicht erscheint zwar ein wenig trüb, verhält sich aber sonst in jeder Beziehung genau wie eine aus frisch niedergeschlagenem Silber erzeugte. Das Silber ist wahrscheinlich als mehr oder weniger *moleculares* vorhanden, eine Ansicht, die ja wohl mit Rücksicht auf die Bildungsweise desselben nichts Ueberraschendes hat.

Wenn der Process in der dargestellten Weise verläuft, wenn insbesondere die an der Glasseite sich bildende Jodsilberschicht dieselbe Dicke wie die vorn verschwindende besitzt, so müssen die hinten erscheinenden Interferenzfarben dieselben sein, die vor der Belichtung an der betreffenden Stelle vorn zu sehen waren, vorausgesetzt allerdings, dass die Phasenänderung bei der Reflexion an der reducirten Silberschicht dieselbe ist wie an der anfänglich vorhandenen Schicht von cohärentem, metallischem Silber.¹⁾ Nun zeigen aber die Interferenzstreifen, welche die Luftschicht, eingeschlossen zwischen einer anjodirten und stellenweise belichteten Silber-

mit trockener Baumwolle abgerieben (um die oberste Lage von „geschwärztem Silberjodid“ zu entfernen) und dann beobachtet, dass die Schicht noch so eindrucksfähig war wie zu Anfang; hierauf habe er die Platte abermals abgerieben, wieder intensiv belichtet und so fort achtmal nacheinander, und immer sei noch „empfindliches Silberjodid auf der Platte, und zwar gleichmässig“ vorhanden gewesen.

1) Dieser Punkt bedarf der genaueren Prüfung, nachdem Wernicke (Wied. Ann. 51. p. 448. 1894) gezeigt hat, dass die Phasenänderung bei der Reflexion an reinem, cohärentem Silber eine andere ist, als an Silber, dessen Oberfläche mit Spuren einer anderen Substanz, z. B. von molekularem Silber, überzogen ist. Die Phasenänderung ist im ersten Fall eine Beschleunigung, welche von Null bis ungefähr $\frac{3}{4}$ Wellenlängen beständig zunimmt, wenn die Dicke des Silbers von Null bis zur Undurchsichtigkeit wächst, im zweiten Fall dagegen eine Verzögerung vom Betrage Null bis $\frac{3}{4}$ Wellenlängen.

platte und einer aufgelegten Glasplatte, im reflectirten Natriumlicht erkennen lässt, an den Belichtungsgrenzen Verschiebungen, die auf eine mit zunehmender Belichtung allmählich wachsende, aber den Betrag von 0,5 nicht ganz erreichende Beschleunigung der Phase bei der Reflexion hindeuten. Man wird also wohl berechtigt sein, dieselbe Phasenänderung am reducirten Silber anzunehmen wie am ursprünglich niedergeschlagenen.¹⁾ Wenn demnach bei der Belichtung auf der Rückseite dieselben Farben erscheinen, die auf der Vorderseite anfangs vorhanden waren, so muss man daraus den Schluss ziehen, dass die Dicke der hinten gebildeten Jodsilberschicht dieselbe ist, wie die der vorn verschwindenden. In der That ergab der Versuch das Erwartete. Auf der fertig jodirten, unbelichteten Platte wurden mit einem spitzen Gegenstand die im Natriumlicht bei senkrechter Incidenz erscheinenden dunklen Interferenzstreifen durch kurze, bis auf das Glas durchgehende Striche markirt, sodass man diese Marken auch von der Glasseite her sehen konnte. Nach genügend intensiver Belichtung erschienen auf der Rückseite ebenfalls deutlich Interferenzstreifen, die im allgemeinen ganz genau mit den angebrachten Marken zusammenfielen; nur dann, wenn nicht alles Silber hinten aufgezehrt worden war, zeigte sich eine geringe Verschiebung.

Einen weiteren Beleg für die Richtigkeit der dargelegten Anschauungen kann folgender Versuch beibringen. Eine keilförmig jodirte Silberplatte wurde intensiv belichtet, bis die Interferenzfarben vorn verschwunden und hinten zum Vorschein gekommen waren. Darauf wurde eine dickflüssige Gelatinelösung auf die Platte aufgegossen, die nach dem Trocknen eine zähe Haut bildete, welche sich leicht vom Glase loslösen liess und dabei die belichtete Schicht mit abbriss.²⁾ Man hatte jetzt offenbar eine Umkehrung dieser letzteren bewirkt; wenn die bei Belichtung sich abspielenden

1) Diese Annahme steht nicht im Widerspruch mit den Resultaten der oben angeführten Arbeit von Wernicke, denn das hier vorliegende Silber braucht, auch wenn es nicht cohärentes metallisches ist von der Art, wie das frisch niedergeschlagene, kein völlig molecular zerfallenes zu sein; vielmehr wird es aus grösseren Aggregaten bestehen, die nur nicht untereinander metallischen Zusammenhang haben.

2) W. Wernicke, Wied. Ann. 25. p. 221. 1885.

Vorgänge so verlaufen, wie angenommen wurde, so musste jetzt hinten (an Gelatine) eine Schicht von Silber sitzen, bedeckt mit einer Lage Jodsilber; es musste also eine Belichtung dieser Platte dasselbe Ergebniss haben wie die einer gewöhnlichen anodirten Silberplatte. In der That verschwanden in dem belichteten Theil dieser Gelatineplatte die von der Luftseite her sichtbaren Interferenzfarben, um dem bekannten Metallglanz Platz zu machen; auf der Gelatineseite dagegen erschienen völlig deutlich, wenn auch nicht sehr lebhaft, eben diese Farben.

Freilich darf nicht verschwiegen werden, dass nicht alle Erscheinungen, wie sie bei der Belichtung von theils aus Silber, theils aus Jodsilber bestehenden Platten beobachtet werden können, durch die bisher durchgeführte Theorie zu erklären sind. Es spielen offenbar noch andere Momente mit, deren Klarstellung mir noch nicht in völlig befriedigender Weise gelang. Doch möchte ich auf einen Punkt noch näher eingehen, dem jedenfalls eine hervorragende Bedeutung zukommt: es ist das die *Verschiedenheit der Lichtstärke innerhalb der bestrahlten Schicht*.

Schon oben wurde erwähnt, dass Jodsilber ein ausserordentlich grosses Absorptionsvermögen besitzt für violettes Licht, also für dasjenige, das photographisch am wirksamsten ist und somit, da die Belichtung stets mit weissem Licht geschah, für die hier besprochenen Vorgänge hauptsächlich in Betracht kommt. Auch wurde darauf hingewiesen, dass bei grosser Verschiedenheit der Lichtintensität innerhalb der Schicht ein Bestreben des Jods erkennbar sein muss, die Stellen geringster Lichtstärke aufzusuchen. Wird also das wirksame violette Licht bei seinem Durchgang durch die Schicht stark absorbiert, so wird sich das Jod hauptsächlich an der Austrittsstelle des Lichtes ansammeln, d. h. es wird mit dem Licht wandern und vorn Silber zurücklassen.

Ein solches Verhalten des Jods liess sich nun hauptsächlich experimentell nachweisen. Zwischen zwei mit ein-gebrannten Platinspiegeln versehene Glasplatten wurde aus Silbernitratlösung mit Jodkalium niedergeschlagenes und dann gut gewaschenes Jodsilber gebracht, das Ganze im Muffelofen erhitzt, bis das Jodsilber flüssig wurde, und langsam ab-

gekühlt. Die Platten waren nicht genau aufeinander gelegt, sodass jede über der anderen etwas vorstand; man konnte also jeden der beiden Platinspiegel mit einer Klemme eines empfindlichen Spiegelgalvanometers verbinden. Es zeigte sich nun, dass bei Belichtung ein Ausschlag des Galvanometers entstand, der stets einen im Elektrolyten (AgJ) dem Licht entgegen fließenden positiven Strom andeutete, gleichgültig, von welcher Seite aus belichtet wurde. Liess man also das Licht bald auf die eine, bald auf die andere Seite des Plattenpaares auffallen, so wechselte der Galvanometerausschlag sein Vorzeichen, wenn die Verbindungen zum Galvanometer nicht verändert wurden. Durch diese Umkehr des Stromes wird zunächst bewiesen, dass die Belichtung eine neue elektromotorische Kraft erzeugt, dass der entstehende Strom nicht etwa auf blosse Verringerung des Widerstandes dieser Zelle infolge der Dissociation des Jodsilbers zurückzuführen ist.¹⁾ Berücksichtigt man, dass der Elektrizitätstransport im wesentlichen durch die Jodionen besorgt wird (die Wanderungsgeschwindigkeit der Silberionen ist gering), so folgt, dass bei diesem Versuch *das Jod stets mit dem Licht wanderte*.

Auch bei Jodsilberplatten mit Silberunterlage kann man hierher gehörige Erscheinungen beobachten. Doch wird das nur dann gelingen, wenn man den Einfluss des an die empfindliche Schicht angrenzenden Mediums, also etwa der Luft, dadurch aufhebt, dass man die jodirte Silberhaut beiderseits in denselben Körper, z. B. Gelatine, einbettet. Eine

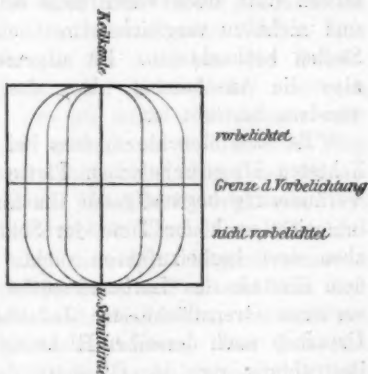


Fig. 14.

1) Die elektromotorische Kraft ergab sich bei diesem Versuch zu 0,05 Volt; dabei wurde das weisse Licht der Bogenlampe mit Hilfe von Linsen parallel gemacht und durch einen Trog mit Kupferoxydammoniaklösung filtrirt.

keilförmig jodirte Silberplatte wurde zur Hälfte belichtet, bis die Interferenzfarben auf der Glasseite erschienen; die Belichtungsgrenze verlief senkrecht zu den Interferenzstreifen. Die Schicht wurde dann mit Gelatine vom Glas abgezogen, mit Gelatine zugedeckt, längs der Kante des Jodsilberdoppelkeils durchgeschnitten und nun die eine Hälfte von der früheren Glasseite, die andere von der früheren Luftseite her belichtet (vgl. Fig. 14, p. 177). Es zeigte sich dann, dass dort, wo an der Eintrittsstelle des Lichtes in die Schicht (vorn) Jodsilber, an der Austrittsstelle (hinten) Silber sich befand, eine deutliche Umlagerung während der Belichtung eintrat, dass also nachher das an seinem Metallglanz erkennbare Silber vorn, das durch die Interferenzfarben kenntliche Jodsilber hinten lag. Dort dagegen, wo anfänglich vorn Silber, hinten Jodsilber war, blieb dieser Zustand erhalten, am vollständigsten an der vorbelichteten, etwas weniger an der nicht vorbelichteten Stelle; an letzterer fand ein geringes Verschwinden des metallischen Silberglanzes und ein schwaches Verblässen der Interferenzfarben statt, doch waren diese Aenderungen nur unbedeutend und nicht zu vergleichen mit den an den vorher erwähnten Stellen beobachteten. Im allgemeinen bestätigt der Versuch also die Anschauung, dass das Jod mit dem Lichte zu wandern bestrebt ist.

Es ist einleuchtend, dass bei der normalen, von vorn belichteten Daguerre'schen Platte der letztbesprochene, eine Veränderung begünstigende Umstand, die Abnahme der Lichtintensität nach der Tiefe der Schicht, eine Silberabscheidung eben dort herbeizuführen sucht, wo eine solche auch unter dem Einfluss des Luftsauerstoffes geschieht, nämlich an der vorderen Grenzfläche der Jodsilberschicht, dass also beide Ursachen nach derselben Richtung hin wirken. Geschieht die Bestrahlung von der Glasseite der Daguerre'schen Platte aus, arbeiten also beide Einflüsse einander entgegen, so wird es darauf ankommen, welcher von beiden überwiegt. Bei solchen und ähnlichen Versuchsanordnungen erhält man denn auch in der That verwickeltere Ergebnisse.

Das bei der Belichtung unter Einwirkung des Luftsauerstoffes vorn frei werdende Jod dringt durch die Jodsilberschicht hindurch, trifft auf das Silber der Unterlage und ver-

wandelt dasselbe in Jodsilber. Diese Wanderung des Jods kann offenbar ohne weiteres vor sich gehen, wenn die Bestrahlung mit violetterm Licht geschieht, also solchem, das vom Jodsilber so stark absorbirt wird, dass stehende Wellen nicht zu Stande kommen können. Es nimmt ja dann die Lichtstärke von der Grenzfläche Luft—Jodsilber bis zur Grenzfläche Jodsilber—Silber stetig ab, das Jod wird somit bei seiner Wanderung nach hinten an Orte mit stetig geringer werdender Lichtintensität gelangen. Etwas weniger einfach liegen die Verhältnisse, wenn blaues Licht verwendet wird, also solches, bei dem stehende Wellen auftreten; es ist zunächst nicht einzusehen, wie das Jod auf seinem Weg nach hinten aus einer Knotenstelle in einen Bauch der stehenden Lichtwellen eintreten kann, da es doch hierbei einem steigenden Joddruck entgegen wandern müsste. Durch Berücksichtigung der Thatsache indess, dass das Jod die Stellen grösster Lichtintensität schnell verlässt, einer Thatsache, die ja durch den beschriebenen Galvanometerversuch bewiesen wird, ist diese Schwierigkeit ungezwungen zu beseitigen: sobald blaues Licht auf die Platte fällt, sobald also die stehenden Wellen sich ausbilden, beginnt ein Abfliessen des Jods aus den Bauchstellen in die Knoten; in jenen wird dadurch der Joddruck erniedrigt, in diesen erhöht, bis ein mehr oder weniger vollständiger Ausgleich zu Stande gekommen und so der Weg für das von vorn nach hinten wandernde Jod geebnet ist.

Endlich möchte ich noch die Möglichkeit erwähnen, dass das Jod in *entladnem Zustand* durch die Jodsilberschicht hindurchgeht. Kurz könnte man das etwa folgendermaassen darstellen: Der vorn zutretende Sauerstoff nimmt dem Jod seine Ladung ab, um mit dem zurückbleibenden, ebenfalls geladenen Silber Silberoxyd bilden zu können. Das Jod löst sich im Jodsilber auf und diffundirt nach hinten durch; ein solches Auflösen und Diffundiren des Jods durch Jodsilber hindurch hat man sich ja auch vorzustellen beim gewöhnlichen Jodiren einer Silberplatte.

Mag man nun die Annahme von geladenem oder ungeladenem Jod festhalten, jedenfalls müssen bei dem ganzen Process *elektrische Ladungen* an verschiedenen Stellen der Platte auftreten, elektrostatische Kräfte wirksam sein. Denn

wenn vorhin gesagt wurde, dass die Jodionen die Silberoberfläche erreichen und eine Jodirung herbeiführen, so ist das entsprechend der Vorstellung von Nernst natürlich so zu verstehen, dass durch die ankommenden Jodionen ein Theil der Silberionen gebunden und so die Anzahl der das Gleichgewicht zwischen der elektrolytischen Lösungstendenz des Metalles und den elektrostatischen Kräften aufrecht erhaltenden überschüssigen Silberionen verringert wird; es werden demnach positiv geladene Silberionen in Lösung gehen, d. h. das Metall muss negativ geladen zurückbleiben. Und wenn oben die Rede davon war, dass der Sauerstoff dem Jod seine Ladung abnimmt, so war das offenbar nur ein kurzer Ausdruck für eine Reihe mehr oder weniger complicirter Vorgänge, die mit Ionenbewegungen, also Ladungsänderungen verbunden sind; zudem ist ja weder der Zerfall von Silberoxyd in ungeladenes Silber und Sauerstoff, noch auch die Bildung von Jodsilber aus ungeladenem Silber und Jod verständlich ohne das Auftreten von elektrischen Ladungen; und wenn solche bei den beschriebenen Processen noch nicht beobachtet worden sind, so liegt das wohl daran, dass die Potentialdifferenzen nicht sehr gross werden, weil durch Localströme stets wieder ein Ausgleich herbeigeführt wird, ähnlich wie die das Gleichgewicht zwischen Zink und Schwefelsäure bedingende Potentialdifferenz nicht dauernd aufrecht erhalten bleibt, wenn das Zink unrein ist.

Aus dem Gesagten ergibt sich, dass zum vollen Einblick in die Vorgänge, die sich beim Belichten einer Daguerre'schen Platte abspielen, die Kenntniss der auftretenden elektrischen Ladungen erforderlich ist. Aeussere Umstände bewogen mich, meine Arbeit zu einem vorläufigen Abschluss zu bringen und die Erledigung der noch schwebenden Fragen auf eine spätere Zeit zu verschieben; ich glaubte das um so mehr thun zu dürfen, als die Endergebnisse der vorliegenden Untersuchung und deren Anwendung auf die Theorie des Daguerre'schen Processes dadurch nicht beeinflusst werden; vielmehr dürfte durch die Klarstellung der noch dunklen Punkte eine Vertiefung der Betrachtung in die feineren Einzelheiten der Vorgänge herbeigeführt, sowie vielleicht eine Beziehung zwischen diesen Erscheinungen und dem Hallwachs'schen Phänomen der lichtelektrischen Erregung gefunden werden.

Schluss.

Die in § 4 mitgetheilten Ergebnisse gestatten eine befriedigende Erklärung für das Entstehen der Entwicklungstreifen, wie sie auf keilförmig jodirten Silberplatten nach der Bestrahlung mit blauem Licht erzeugt werden können. Ueberall dort, wo in der Oberfläche der Jodsilberschicht ein Bauch der stehenden Wellen liegt, findet eine maximale Dissociation und zugleich wegen der Anwesenheit von Sauerstoff ein stärkster Zerfall des Jodsilbers sowie im weiteren Verlauf eine maximale Reduction zu Silber statt; im Entwickler werden solche Stellen am schnellsten und intensivsten geschwärzt werden. Diese Reduction des Jodsilbers wird bis zu einer gewissen, aber sehr geringen Tiefe fortschreiten; die Entwicklungstreifen werden deshalb innerhalb der überhaupt noch veränderten Schicht eben dieselbe Lage aufweisen, die sie auch an der Oberfläche besaßen. Versucht man aber, die Entwicklung in einigermaassen erheblicherer Tiefe durchzuführen, so trifft man auf noch unverändertes Jodsilber; hier kann somit eine Entwicklungsfähigkeit nicht vorhanden sein.

Zusammenfassung.

Die Trübung, welche Platten von reinem Jodsilber im Licht erfahren, wird nicht verursacht durch eine chemische Aenderung, sondern durch eine mechanische Zertheilung der belichteten Schicht; das Endproduct ist also wieder reines Jodsilber. Dieser Process erfordert die katalytische Mitwirkung oxydirender Substanzen, z. B. Sauerstoff, Jod.

Bei der Belichtung von Jodsilberschichten mit Silberunterlage findet eine Jodirung dieser letzteren zu Jodsilber und zugleich eine von der äusseren Oberfläche nach unten fortschreitende Reduction des Jodsilbers zu Silber statt; auch bei diesem Process wirkt der Sauerstoff der Luft katalytisch mit. Die Entwicklungsfähigkeit Daguerre'scher Platten ist bedingt eben durch das an der Oberfläche befindliche reducirte Silber.

Die Daguerre'sche Platte besitzt dann eine maximale Empfindlichkeit, wenn die Bedingungen für die Reduction des Jodsilbers zu Silber möglichst günstig sind, d. h. wenn ein

Bauch der stehenden Lichtwellen in der von Luft berührten Oberfläche der Jodsilberschicht liegt.

Im Innern der Schicht ist die Entwicklungsfähigkeit bedingt nicht durch die localen Werthe der Lichtintensität, sondern durch die an der Oberfläche vorhandenen.

Eine zwischen zwei durchsichtigen Platinspiegeln eingeschlossene Jodsilberschicht wird bei Bestrahlung mit violettem Licht Sitz einer elektromotorischen Kraft, deren Richtung anzeigt, dass das Jod mit dem Licht wandert, also Stellen geringster Lichtintensität aufsucht. Ein ähnliches Bestreben des Jods kann unter Umständen erkannt werden durch das verschiedene Verhalten, welches anjodirte Silberschichten beim Belichten von der Silber- bez. Jodsilberseite aus zeigen.

Giessen, Physikal. Institut d. Univers., März 1899.

(Eingegangen 19. März 1899.)

3. *Experimentelle Untersuchung
gewisser Strömungsgebilde in Flüssigkeiten;*
von K. Mack.¹⁾

(Hierzu Taf. III, Fig. 1–14.)

Wenn aus einer verticalen Röhre mit kreisförmigem Querschnitt eine Flüssigkeit, etwa gefärbtes Wasser, mit mässiger Geschwindigkeit in ein Gefäss hineinströmt, welches mit ungefärbtem Wasser gefüllt ist, so sieht man die austretende Flüssigkeit in Form des bekannten charakteristischen, einem Pilz oder einer Garbe vergleichbaren Strömungsgebildes sich erheben. Die hierbei entstehenden Gestalten sind zuerst von Oberbeck²⁾ genauer studirt und abgebildet worden; er liess das mit Fuchsin gefärbte Wasser unter schwachem hydrostatischem Ueberdruck aus der Oeffnung austreten. Der oben umgestülpte Theil des jeweils entstehenden pilzförmigen Gebildes enthält einen kreisförmigen horizontalen Wirbelfaden. Andere Physiker, hauptsächlich Reusch³⁾, haben schon früher die bei kurzdauerndem stossartigem Druck aus der Oeffnung sich erhebenden Ausströmungsgebilde untersucht; dies sind stark rotirende Wirbelringe, welche zunächst ebenfalls in Gestalt eines kleinen Pilzes die Oeffnung verlassen, jedoch sehr rasch die gesammte austretende Flüssigkeitsmenge in den Wirbel hineinziehen. Die mechanischen Vorgänge bei der Bildung der Wirbelringe und bei ihrem Fortschreiten, sowie die Bewegungen in der umgebenden Flüssigkeit sind auf theo-

1) Ein Theil der Versuche ist mit Rücksicht auf ihre meteorologische Bedeutung in der meteorologischen Zeitschrift, Augustheft 1898, veröffentlicht worden. Der Inhalt dieser Untersuchung ist in der Versammlung deutscher Naturforscher und Aerzte zu Düsseldorf im September 1898 vorgetragen worden.

2) A. Oberbeck, Wied. Ann. 2. p. 1. 1877; vgl. auch G. Kötschau, Wied. Ann. 26. p. 530. 1885.

3) E. Reusch, Pogg. Ann. 110. p. 309. 1860 und Akadem. Programm Tübingen 1860.

retischem und graphischem Wege von Riecke¹⁾ dargelegt worden. Es ist bemerkenswerth, dass die pilzförmigen, wie die ringförmigen Strömungsgebilde in Gasen bei analoger Erzeugungsweise im wesentlichen dieselben Formen zeigen, wie in Flüssigkeiten. Die pilzförmigen Gebilde, die in Gasen bei aufsteigenden Strömungen auftreten, wurden zuerst von Vettin²⁾ untersucht; er beabsichtigte, atmosphärische Vorgänge durch seine Versuche zu veranschaulichen. Die Sichtbarmachung der Strömungsgebilde erreichte Vettin mit Hilfe von Tabaksrauch, der zunächst in horizontaler Schicht ausgebreitet, durch lokale Erwärmung zum Emporsteigen veranlasst wurde. Da sowohl Vettin als Oberbeck die von ihnen untersuchten Strömungsgebilde durch Abbildungen darstellten, welche die feinen Details dieser zarten Gebilde nicht vollständig wiedergeben, war es verdienstlich, dass P. Czermak³⁾ dieselben photographisch fixirte auf Grund von Versuchen, die er auf Gase und Flüssigkeiten ausdehnte. Der Auftrieb für die aufsteigenden pilzartigen Gebilde wurde von Czermak dadurch erzeugt, dass durch eine auf dem Boden des Beobachtungsgefäßes angebrachte flache Drahtspirale (Uhrfeder), ein galvanischer Strom hindurchgeleitet wurde; die beliebig regulirbare Erwärmung der Feder theilte sich den darüber gelagerten Schichten des Mediums mit und veranlasste sie zum Aufsteigen.

Angeregt durch Fragen, die sich an das Studium gewisser Wolkenformen knüpften, habe ich für Flüssigkeiten die Untersuchung aufsteigender Strömungsgebilde, in welchen schwere Partikelchen suspendirt sind, wie dies ja auch bei den Wolken der Fall ist, nach einigen Richtungen ausgedehnt und bin dabei zu Resultaten gelangt, die mir auch vom rein physikalischen Standpunkte aus des Interesses werth erscheinen. Die Versuche sollten Aufschluss geben über die Gestaltsveränderungen, welche solche Ausströmungsgebilde durch die Schwerkraft unter bestimmten Umständen erfahren, sowie über die Deformationen, welche

1) E. Riecke, Wied. Ann. 36. p. 322. 1889, sowie dessen Lehrbuch der Exp.-Physik 1. p. 152.

2) F. Vettin, Pogg. Ann. 102. p. 246. 1857.

3) P. Czermak, Wied. Ann. 50. p. 329. 1893.

die ursprünglich horizontalen Schichten des ruhenden Mediums, in welchem die Strömungsgebilde sich erheben, beim Anstieg der letzteren erfahren.

Versuchsanordnung.

Die Apparate, deren ich mich bediente, sind in Fig. 1 Taf. III abgebildet. *A* ist ein Glaszylinder von 40 cm Höhe und 15 cm Durchmesser, der nahezu bis zu seinem oberen Rande mit Wasser gefüllt ist. *MBC* ist eine mehrfach gebogene Glasröhre, die in *A* eintaucht, sodass das offene Ende *M* ungefähr in die Axe des Cylinders zu liegen kommt. Die Röhre wird von zwei Eisenstativen in den Punkten *K* und *L* festgehalten. Bei *L* schliesst sich ein Schlauch *E* an, der die Verbindung mit dem Glastrichter *F* herstellt. Bei *D* ist ein Hahn eingeschaltet. Trichter, Schlauch und Glasröhre sind mit einer Fuchsinlösung angefüllt. Diese Theile der Versuchsanordnung stimmen mit der von Oberbeck angegebenen überein. Für meine Zwecke war es wünschenswerth, die Flüssigkeitsoberfläche in *F* leicht heben und senken zu können; dies gestattet das Stativ *G*, welches mit Zahnrad und Zahnstange versehen ist. Ich fügte ferner eine Vorrichtung hinzu, welche ermöglicht, die Niveaudifferenz der beiden Flüssigkeiten in *A* und *F* genau abzulesen. Diesem Zwecke dienen zwei Metallspitzen *H* und *J*, welche mit den beiden Flüssigkeitsoberflächen zur Berührung gebracht werden können. Beide Spitzen nebst den zugehörigen Bestandtheilen haben die in Fig. 2 Taf. III abgebildete Gestalt. Ein horizontaler Arm *N*, der an einem Eisenstativ befestigt ist, endigt in der Schraubenmutter *O*, in welcher die in die Spitze auslaufende Schraubenspindel auf und ab bewegt werden kann. Das Messingstück *Q* enthält ein Gewinde und kann an der Schraube auf und ab geschoben werden. Der untere Rand *R* dieses Messingstückes ist eben abgeschliffen und dient als Marke für die Einstellung des Kathetometers, mit Hülfe dessen die Niveaudifferenz zwischen *A* und *F* bestimmt wird. Die Abstände der Spitzen δ_1 und δ_2 , in welche *H* und *J* auslaufen, von den Einstellflächen R_1 und R_2 sind beiderseits mit Hülfe des Kathetometers genau gleich gemacht. Die beiden Metallstücke Q_1 und Q_2 sind in ihren richtigen Stellungen mit Klebwachs festgehalten. Wenn

nun bei geschlossenem Hahn D eine Niveaudifferenz zwischen A und F vorhanden und ihr Betrag festzustellen ist, werden beide Spitzen S_1 und S_2 zur Berührung mit der Flüssigkeitsoberfläche gebracht und sodann der Höhenunterschied zwischen R_1 und R_2 abgelesen, welcher demjenigen der beiden Flüssigkeitsspiegel gleich ist. Man hat hierbei den Vortheil, dass die beiden Marken Q_1 und Q_2 oberhalb der Glasgefässe sich befinden, sodass störende Brechungen der in das Beobachtungsfernrohr eintretenden Strahlen, wie sie bei directer Einstellung auf die beiden Spitzen durch die Gefässwandungen und das Ansteigen der Flüssigkeit an ihnen hervorgebracht würden, vermieden sind.

Die lichte Weite der kreisförmigen Oeffnung M und der Glasröhre betrug 5 mm. Auf die Resultate, die sich bei Oeffnungen von nicht kreisförmiger Gestalt ergeben, wird später besonders eingegangen werden.

Mit diesem Apparat lassen sich leicht, je nachdem der Betrag der Niveaudifferenz und die Dauer der Hahnöffnung bemessen werden, die verschiedenen Formen des Austrittes von Flüssigkeiten aus kreisförmiger horizontaler Oeffnung darstellen. Ist die Niveaudifferenz grösser als ca. 20 mm, und bleibt der Hahn einige Secunden geöffnet, so löst sich der austretende Strahl in einer Höhe von 10–15 cm über der Ausflussöffnung in unregelmässige Wirbelbewegungen auf. Wird bei derselben Niveaudifferenz der Hahn nur einen Augenblick geöffnet, so tritt ein kleiner, lebhaft rotirender, aufsteigender Wirbelring auf. Bei Niveaudifferenzen unter 10 mm und längere Zeit anhaltender Oeffnung des Hahnes bildet sich das charakteristische garben- oder pilzförmige Ausströmungsgebilde mit umgestülpten Rändern. Seine Dimensionen und Gestaltsverhältnisse im einzelnen hängen von dem Betrage des Ueberdruckes und der Oeffnungsdauer, sowie in geringerem Maasse auch von der Concentration der Fuchsinlösung ab. Letztere wurde hergestellt durch Auflösung von Anilinfuchsin in gewöhnlichem, nicht destillirtem Wasser. Es wurde eine mittlere Concentration der Lösung gewählt, sodass die Färbung ein wenig heller als diejenige eines gewöhnlichen Rothweines war. Bei Anwendung sehr hell gefärbter Lösung kommt die Einwirkung der Schwerkraft auf die Partikelchen des Farbstoffs

nicht in genügender Deutlichkeit zum Ausdruck, sofern die Ausströmungsgebilde im Wasser des Gefässes *A* nach Schluss des Hahnes ziemlich lange an ihrer Stelle schwebend bleiben; ist die Färbung etwas dunkler, so sinken sie infolge des erhöhten specifischen Gewichtes langsam nach unten, wobei einige im nächsten Abschnitt zu schildernde charakteristische Gestaltsveränderungen eintreten.

Dass in dem Wasser des Gefässes *A* vor Anstellung der Versuche keine merklichen mechanischen oder thermischen Strömungen vorhanden sein dürfen, ist selbstverständlich. Die Autoren, die mit ähnlichen Untersuchungen sich beschäftigt haben, empfehlen, den Apparat gefüllt einige Stunden lang, oder noch besser die Nacht hindurch stehen zu lassen. Bei Anwendung von frischem Leitungswasser, sowohl für die Füllung des Gefässes *A*, als auch für die neu zu bereitzende Fuchsinlösung, die aus sehr concentrirter Vorrathslösung hergestellt wurde, fand ich es ausreichend, nur etwa eine Viertelstunde lang zuzuwarten; dieser Zeitraum genügt, um das Wasser zur Ruhe kommen zu lassen, und man erhält dann schon die Figuren in voller Regelmässigkeit.

Um genaue Abbildungen der in den folgenden Abschnitten zu schildernden Gebilde zu erhalten, bediente ich mich ebenfalls der Photographie. Die in Fig. 1 dargestellten Apparate waren in der Nähe eines grossen Fensters aufgestellt; an heiteren Tagen reichte die Helligkeit des diffusen Tageslichtes vollkommen aus, um Momentphotographien herzustellen. Zwischen dem Glasgefäss *A* und dem Fenster war ein Schirm aus transparentem Papier aufgestellt, welcher einen gleichmässig hellen Hintergrund abgab, auf dem die Strömungsgebilde sich gut abhoben. Die Figg. 3—13 Taf. III, welche auf Grund solcher Photographien hergestellt sind, geben die Gebilde nahezu in wahrer Grösse wieder.

Gestaltsveränderungen pilzförmiger Strömungsgebilde durch die Schwerkraft.

Macht man die Niveaudifferenz zwischen der Fuchsinlösung im Trichter und dem Wasser in *A* gleich 3 mm, und öffnet sodann den Hahn *D*, so erhebt sich über der Oeffnung

M das in Fig. 3 dargestellte pilzförmige Gebilde.¹⁾ Es steigt, während seine Formen den in der Fig. 3 wiedergegebenen Charakter im wesentlichen beibehalten, langsam zu einer Höhe von 4—5 cm über der Ausflussöffnung an und verhält sich dann ziemlich stationär, indem die weitere von unten zugeführte Flüssigkeit zur Verdickung des nach oben abschliessenden Schirmes und der Windungen verwendet wird. Wenn einige Secunden nach Erreichung der maximalen Höhe der Hahn geschlossen wird, so fliesst die zuletzt ausgetretene Flüssigkeit nach oben nach und trägt ebenfalls noch zur Verdickung des Schirmes und der Windungen bei. Das ganze im Wasser frei schwebende Gebilde sinkt jetzt, während die Rotationsbewegung in den Windungen allmählich aufhört, infolge seines durch den Farbstoff etwas erhöhten specifischen Gewichtes langsam nach unten, wobei es sich seitlich etwas ausbreitet und allmählich die Gestalt einer kreisförmigen horizontalen Platte annimmt, an deren Unterseite in der Mitte häufig eine kleine Verdickung sich befindet, während an der Peripherie noch Andeutungen der Windungen bemerkbar sind. Dieses plattenförmige Gebilde ist in den Figg. 4 und 5 in zwei wenig verschiedenen Formen dargestellt.

Statt dieses plattenförmigen Gebildes erhält man etwas abweichende Formen, wenn man nach Oeffnung des Hahnes die Flüssigkeit wie vorhin bis zu ihrer maximalen Höhe ansteigen, den Hahn sodann aber etwas länger noch geöffnet lässt. Wird er nach 10—15 sec geschlossen, so haben die peripherischen Theile des entstandenen Gebildes sich schon etwas gesenkt, während die Mitte des oberen Theiles, der von unten noch Nachschub zuströmt, zunächst die erreichte Maximalhöhe behauptet. Das Strömungsgebilde wird also eine kuppenförmige Ausstülpung nach oben zeigen. Im weiteren Verlauf des Niedersinkens bleibt die centrale Partie mehr und mehr zurück, sodass die Kuppe allmählich eine hornartige Gestalt annimmt, wie dies in Fig. 6 veranschaulicht ist. Bei genauem Zusehen nimmt man wahr, dass in der Axe des Hornes die zuletzt aus der Oeffnung *M* ausgetretene Flüssig-

1) Der glockenförmige Schleier, der die Ausflussöffnung umgiebt, ist der Rest eines früher hergestellten, in die Tiefe gesunkenen Gebildes.

keit, in einen dünnen Strang auseinandergezogen, bis zur Spitze des Hornes ansteigt, um sodann in der Mantelfläche des letzteren eine langsame absteigende Bewegung anzunehmen.

Deformation horizontaler Flüssigkeitsschichten durch ansteigende pilzförmige Strömungsgebilde.

Wenn das in Fig. 3 wiedergegebene Gebilde in die Höhe steigt, so strömt in seinem oberen Theil die gefärbte Flüssigkeit den Windungen zu, die den Wirbelfaden umgeben. In der Oberfläche des Gebildes bewegt sich die Flüssigkeit überall in tangentialer Richtung. Auf die anliegenden Schichten des umgebenden ungefärbten Wassers wird durch Reibung diese Bewegung übertragen; sie erstreckt sich in abnehmender Stärke bis zu einer gewissen Entfernung von der Oberfläche. Da gleichzeitig das pilzförmige Gebilde in die Höhe steigt, und in die über ihm gelagerten Flüssigkeitsschichten eindringt, wird hierdurch auf die Bewegung der Theilchen in diesen Schichten weiter eingewirkt. Alle diese Bewegungsvorgänge in der umgebenden Flüssigkeit entziehen sich der Wahrnehmung, falls nicht besondere Vorkehrungen zur Sichtbarmachung getroffen werden. Es wurde schon versucht, sichtbare feste Partikelchen in der umgebenden Flüssigkeit zu suspendiren — Reusch wandte z. B. fein zerstossenen Bernstein an —, aber man kommt damit kaum weiter als zu erkennen, dass thatsächlich Bewegungen in dem umgebenden Medium stattfinden. Ein neues Mittel, diese Bewegungen und die dadurch bewirkten Deformationen der umgebenden Schichten anschaulich zu machen, liegt in der im vorigen Abschnitt geschilderten Möglichkeit, horizontale gefärbte Flüssigkeitsschichten in einer gewissen Höhe über der Ausflusöffnung herzustellen. Lässt man, während diese wenigstens nahezu in Ruhe sich befinden, ein pilzförmiges Gebilde aufsteigen, so sieht man unmittelbar die eintretende Deformation der gefärbten Horizontalschicht und kann daraus Schlüsse auf die Bewegung der Theilchen in ihr ziehen.

Die Figg. 8—11 veranschaulichen nun die combinirten Gebilde, die sich ergeben, wenn nach Herstellung einer kreisförmigen Platte nach Art der Fig. 4 oder 5 ein austretender Flüssigkeitsstrahl mit pilzförmigem Kopf in die Höhe steigt

und die Platte in ihrer centralen Partie durchbricht. Die vier Figuren zeigen, wie auch die früheren von Fig. 3 ab, die entstehenden Gebilde, welche die Gestalt von Rotationskörpern besitzen, in der Seitenansicht. Die vorderen und die hinteren Theile projectiren sich somit in den Figuren aufeinander; trotzdem vermag man leicht zu erkennen, wie ein Meridianschnitt im einzelnen Fall beschaffen ist. In allen vier Figuren wird der centrale Theil der Platte von dem Kopf des Pilzes in die Höhe gehoben, ähnlich einem von einem festen Körper in die Höhe gezogenen schweren Tuch. Die vier Figuren beziehen sich auf den Zeitpunkt, wo die aufsteigenden Strahlen ihre maximale Höhe noch nicht ganz, aber nahezu erreicht hatten. Letztere ist bedingt durch die im einzelnen Fall gewählte Niveaudifferenz; diese betrug im Fall der Fig. 8 3,0 mm, im Fall der Figg. 9, 10 und 11 bez. 4, 5 und 6,6 mm.

Die Betrachtung der vier Figuren im einzelnen ergibt Folgendes:

Die Fig. 8 zeigt die Platte in ihrer centralen Partie zu einer ungefähr halbkugelförmigen, etwas abgeflachten Kuppe ausgebaucht; der obere Theil dieser Kuppe liegt dem Kopf des Pilzes dicht auf, während der untere Theil von den Windungen etwas absteht. Die Dicke der Schicht ist durch die Hebung kleiner geworden, in den obersten Theilen in höherem Maass, als in den unteren; dass die Schicht jedoch eine merkliche Dicke — oben von einigen Zehntelmillimetern, unten von 1—2 mm — noch besitzt, lehrt z. B. der Vergleich mit Fig. 3.

In Fig. 9 hat sich der Kopf des Pilzes höher über die Platte erhoben; der Umriss des über letztere hervorragenden Gebildes besteht im oberen Theil wieder aus der halbkugelförmigen, etwas abgeflachten Kuppe, die durch die Oberflächenform des Pilzkopfes gegeben ist; an den Seiten schliesst sich eine angenähert cylindrische Begrenzungsfläche an, die bis zu der plattenförmigen Schicht herunterreicht und in sie übergeht. Der gehobene Theil der Schicht ist in seiner obersten, dem Kopf des Pilzes aufliegenden Partie zu beinahe unmerklicher Dicke zertheilt, sodass die Schicht dort mit einem dünnen Schleier verglichen werden kann; die cylindrischen seitlichen Theile dagegen besitzen eine verhältnissmässig erhebliche Dicke.

Diese Dicke nimmt am unteren Rand der Windungen des Pilzkopfes etwas zu.

In Fig. 10 besitzt der emporgehobene Cylindermantel grössere Höhe und ist sehr deutlich entwickelt; seine Dicke ist gegen die vorige Figur verringert. Beachtenswerth ist eine an den Windungen des Pilzkopfes wahrnehmbare Erscheinung. Diese Windungen bestehen bei Fig. 10 aus einem innersten, den kreisförmigen Wirbelfaden umschliessenden Theil von ungefähr elliptischem Querschnitt, der in der vergrösserten Fig. 12 mit *A* bezeichnet ist. In diesen mündet von unten ein der Windungstheil *BA*, der die Fortsetzung des niedersteigenden Windungstheiles *CB* bildet. In *B* ist zugleich der Anschluss an den nach unten sich erstreckenden Cylindermantel. Die Fig. 10 lässt nun deutlich erkennen, dass der niedersteigende Windungstheil *CB* dicker ist, als der aufsteigende *BA*. Die Schlüsse aus diesem Verhalten werden nachher gezogen werden.

In Fig. 11 ist die Höhe des Cylindermantels noch grösser geworden bei weiter verringerter Dicke. Er hat sich dem Strahl etwas mehr genähert als in der letzten Figur, was auch darin zum Ausdruck gebracht ist, dass die Ansatzstelle *B* (vgl. Fig. 12) des Cylindermantels an dem untersten Theil der Windungen etwas mehr nach dem Strahl zu verschoben ist. Gleichzeitig ist der Kopf des Pilzes seitlich über den Cylindermantel herausgetreten. Sonst sind die Gestaltsverhältnisse in den Figg. 10 und 11 im wesentlichen dieselben. Auch in Fig. 11 lässt sich erkennen, dass der niedersteigende Ast *BC* dicker ist als der emporsteigende *BA*.

Aus diesem von den vier Figuren direct gelieferten Befund lassen sich folgende Schlüsse ziehen.

Wenn der aufsteigende, mit pilzförmigem Kopf versehene Strahl einer vorher ruhenden Horizontalschicht der Flüssigkeit von unten sich nähert, so wird dieselbe wie von einem festen Körper in die Höhe gehoben, wobei sie in ihren obersten Theilen ziemlich rasch immer dünner wird. Diese Verdünnung beweist, dass über dem Kopf des Pilzes an seiner Oberfläche eine radiale Strömung von innen nach aussen besteht, welche die Theilchen der gehobenen Schicht längs der Oberfläche des Pilzkopfes zunächst bis an die Ansatzstelle des Cylindermantels herabführt. Dort fliessen die Theilchen nicht in Richtung *BA*

(vgl. Fig. 12) weiter, sondern erfahren eine Stauung. Dies muss geschlossen werden aus der Vergleichung der Fig. 10 mit der Fig. 7. Letztere stellt ein pilzförmiges Gebilde ohne Cylindermantel vor, bei welchem die in der Fig. 12 mit AB und BC bezeichneten Windungstheile deutlich erkennbar sind. Während in Fig. 10 diese Windungstheile ungleich dick sind, haben sie in Fig. 7 gleiche Dicke. Die grössere Dicke von BC in Fig. 10 ist darauf zurückzuführen, dass diesem Windungstheil der von der gehobenen Horizontalschicht herrührende Schleier aufliegt, der in B in den Cylindermantel übergeht, und sich nicht nach BA fortsetzt. Es findet also in B eine Ablagerung der von oben herabgeführten Schichttheilchen statt, welche, da der Pilzkopf nach oben fortschreitet, in immer höher liegenden Punkten erfolgt und so das Material zur Verlängerung des Cylindermantels nach oben liefert. Bei letzterem Vorgang wirkt noch als zweiter Factor der Umstand mit, dass hinter dem nach oben weiterschreitenden Pilzkopf die Flüssigkeit von unten her nachdrängt und den schon gebildeten Theil des Cylindermantels den Windungen nachschiebt. Dabei tritt eine allmähliche Verdünnung des letzteren ein, die jedoch durch jene Materialablagerung von oben theilweise compensirt wird. Ist der Strahl bis zu einer gewissen Höhe angestiegen, so wird die von dem Pilzkopf gehobene Schicht zu verschwindender Dicke zertheilt sein, sodass die Materialzufuhr von oben für den Cylindermantel aufhört, und nur mehr der zweite Factor für dessen Verlängerung in Betracht kommt.

Der Grund für jene Materialablagerung in B liegt in dem Ansteigen des Pilzkopfes nach oben, sofern die Theilchen in der den Kopf umhüllenden Schicht an der oberen Seite, bei D (Fig. 12), von der Rotationsbewegung in den Windungen anders beeinflusst werden, als an der unteren Seite bei B . Den oben befindlichen Theilchen nähert sich der in den Windungen enthaltene Wirbelfaden, von den unten befindlichen entfernt er sich; die ersteren erfahren eine Beschleunigung ihrer tangentialen Bewegung, die letzteren eine Verzögerung, welche ihrem Weiterfliessen an der Oberfläche von BA entgegenwirkt. Auch die Schwere der in der Schicht herabfliessenden Theilchen scheint in demselben Sinn in schwächerem Maass mitzuwirken. In Fig. 9 kann man an der Verdickung des Cylindermantels

dicht unterhalb der Windungen erkennen, wie die tangential Geschwindigkeit der an der Oberfläche des Pilzkopfes herabgeführten Theilchen mit der Entfernung von den Windungen abnimmt.

Wirft man einen Rückblick auf die in den vorstehenden Betrachtungen geschilderte Art und Weise des Aufbaues des Cylindermantels, so ergibt sich bezüglich der Bewegung eines einzelnen Flüssigkeitstheilchens, welches in der Bahn des aufsteigenden Pilzkopfes sich befand, das Folgende. Das Theilchen wird aus seiner ursprünglichen Lage zunächst gehoben, fließt in einem Bogen an der Seite des Pilzkopfes herab, wird dem Cylindermantel einverleibt und steigt mit ihm langsam nach oben weiter. Das Theilchen vollführt also eine Schleifenbewegung. Dieses experimentell gewonnene Resultat ist im Einklang mit den Ergebnissen einer theoretischen Betrachtung von Riecke¹⁾, durch welche die Bahn eines Flüssigkeitstheilchens abgeleitet wird, an dem ein geradliniger vertikaler Wirbelfaden in horizontaler Richtung vorüberzieht.

Die geschilderten Verhältnisse erfahren keine wesentliche Aenderung, wenn man den ansteigenden Strahl durch Vergrößerung der Niveaudifferenz zu noch größeren Höhen sich erheben lässt, vorausgesetzt, dass das obere Ende seine regelmässige pilzförmige Ausbildung behält. Wird die Niveaudifferenz auf ca. 20 mm gesteigert, so ist letzteres nicht mehr der Fall; alsdann löst sich der Strahl oben in unregelmässige Wirbelbewegungen auf.

Beachtenswerth ist noch der durch die Fig. 13 veranschaulichte Fall; hier wurde, nachdem die Horizontalschicht in der bisherigen Weise hergestellt war, für die Bildung des Strahles eine Niveaudifferenz von ca. 10 mm gewählt, der Hahn jedoch geschlossen, nachdem der Kopf des Pilzes bis etwa zu der Hälfte der in der Figur dargestellten Maximalhöhe angestiegen war. Nach Schluss des Hahnes steigt der Kopf des Pilzes mit den Windungen weiter an, wobei er den Strahl allmählich in die letzteren hereinzieht; die zuletzt aus der Röhre ausgetretene Flüssigkeit ist zu einem dünnen in der Axe des Gebildes sichtbaren Faden auseinandergezogen. In

1) E. Riecke, Wied. Ann. 36. p. 326. 1889.

demselben Maasse, in welchem nach Schluss des Hahnes die Verdünnung des Strahles nach oben fortschreitet, wird auch der Durchmesser des umschliessenden Cylindermantels kleiner; der Raum, den der nach oben abfliessende Strahl vorher eingenommen hatte, wird durch die von den Seiten herandrängende Flüssigkeit ausgefüllt, welche letztere den Cylindermantel mit sich führt. Die Ansatzstelle des Mantels an die Windungen wird infolge dieses Nachdrängens mehr nach oben verschoben.

An die Figg. 8—11 kann noch eine weitere nicht unwichtige Betrachtung angeknüpft werden. Stellt man sich vor dem Ausströmen eines Strahles sämtliche über der Ausflussöffnung gelagerte Horizontalschichten gleichzeitig vor, die den Raum bis zu derjenigen Höhe ausfüllen, zu welcher der Strahl nachher aufsteigen soll, so ist man mit Hülfe der genannten Figuren im Stand, angenähert zu übersehen, was für Deformationen in diesen sämtlichen Schichten gleichzeitig eingetreten sind, wenn der Strahl bis zu der vorgesehenen Höhe angestiegen ist. Die Fig. 8 ist charakteristisch für das Verhalten der oberen Schichten, die Figg. 9—11 für dasjenige der weiter unten befindlichen. In Fig. 14 Taf. III sind diese gleichzeitigen Deformationen anschaulich gemacht, wie sie etwa von dem in Fig. 3 abgebildeten Strahl hervorgerufen werden. Die angenäherte Richtigkeit dieser Zeichnung ist controllirt durch eine grosse Zahl von Versuchen, in denen der gefärbten Flüssigkeitsplatte verschiedene Höhen über der Ausflussöffnung gegeben wurden.

Die Fig. 14 lässt zugleich erkennen, wie die Verhältnisse sich gestalten, wenn auf dem Weg des ansteigenden Strahles eine gefärbte Schicht sich befindet, die nach unten zwar durch eine horizontale Ebene, nach oben jedoch unregelmässig begrenzt sein möge. Da diejenigen Horizontalschichten der Fig. 14, über welche der Kopf des Strahles bis zum unteren Rand der Windungen sich erhoben hat, zu sehr grosser Dünne zertheilt sind, so müssen auch bei genügender Höhe des Anstieges die Erhöhungen und Vertiefungen jener nach oben unregelmässig begrenzten Schicht fast vollständig verschwinden, und es wird sich über letzterer ein Gebilde erheben, welches sehr angenähert, auch an der seitlichen Begrenzung die Regelmässigkeit eines Rotationskörpers besitzt. Durch zahlreiche

Versuche mit solchen unregelmässig begrenzten Schichten habe ich mich von der Richtigkeit dieser Folgerung überzeugt.

Schliesslich mag noch einiger Versuche Erwähnung geschehen, bei denen die Ausflussöffnung *M* keine kreisförmige Begrenzung besass. Reusch hat in der eingangs citirten Abhandlung den Nachweis geliefert, dass bei stärkerem stossartigem Druck auch aus nicht kreisförmigen Oeffnungen doch im allgemeinen genau kreisförmige Wirbelringe austreten; so war von vornherein wahrscheinlich, dass auch die Gebilde welche in vorstehender Untersuchung behandelt sind, beim Austritt aus nicht kreisförmigen Oeffnungen sich als Rotationskörper darstellen würden. Dies ist in der That der Fall. Zum Nachweis wurde auf den Grund des in *A* (Fig. 1) enthaltenen Wassers eine mit weisser Oelfarbe angestrichene Blechscheibe gelegt, auf welcher, wenn man von oben in das Wasser hinabsah, die Umrisse der aus *M* austretenden Gebilde sich scharf abhoben. Auf die Oeffnung *M* wurden mittels eines durchbohrten Korks kurze Glasröhrchen aufgesetzt, deren obere Oeffnung die Gestalt eines Quadrats, bez. eines gleichseitigen Dreieckes und eines Rechteckes vom Seitenverhältniss 1:3 besassen. In allen drei Fällen zeigte das bei einer Niveaudifferenz von 3 mm austretende pilzförmige Gebilde eine genau kreisförmige Begrenzung seines oberen Theiles. Dasselbe war selbstverständlich bei höheren Ueberdrucken der Fall. Alle in den Figg. 3—13 geschilderten Versuche liessen sich mit diesen nicht kreisförmigen Oeffnungen ebensogut ausführen, wie mit der ursprünglich benutzten Oeffnung *M*.

Hohenheim, Physikal. Cabinet, März 1899.

(Eingegangen 21. März 1899.)

4. Ueber den Einfluss des Gasdruckes auf elektrische Ströme, die durch Röntgenstrahlen hervorgerufen werden; von W. Hillers.

(Auszug der gleichnamigen Dissertation des Verfassers.)

I. Einleitung.

(1) Seit der ersten Veröffentlichung Röntgen's¹⁾ über die Entladung elektrisch geladener Körper durch die von ihm entdeckten Strahlen ist eine sehr grosse Anzahl Arbeiten erschienen, die sich mit dieser Eigenschaft der Strahlen befassen.²⁾

(2) Die Hauptergebnisse dieser Untersuchungen sind, dass erstens die Entladung zwischen zwei Metallplatten mit steigender Spannungsdifferenz wächst bis zu einem Maximum; zweitens bei hoher Spannung auch mit dem Abstand der Platten grösser wird, bei geringerer wenigstens bis zu einem Maximum. Ferner ist bei variirendem Gasdrucke zwischen den Platten bei hoher Potentialdifferenz der „Entladungsstrom“ proportional der Quadratwurzel aus dem Druck; bei kleiner Differenz hat er ein Maximum bei einem Drucke, der von der Grösse des Spannungsunterschiedes und der Strahlung abhängt.

(3) Alle diese Ergebnisse machen es wahrscheinlich, dass die von Röntgenstrahlen getroffenen Gase sich im Zustande eines schlecht leitenden Elektrolyten befinden, und dass bei gleicher Strahlung die Grösse der Ionisation von der Natur des Gases abhängt.

(4) Ebenso wie in einem Elektrolyten zeigen ferner in einem durchstrahlten Gase Metalle eine Spannungsdifferenz, sodass man aus zwei Metallen und einem Röntgen- erregten

1) C. W. Röntgen, Sitzungsber. d. Würzb. phys.-med. Ges. 1896.

2) Ausführlicheren Literaturnachweis bis 1897 über diesen Gegenstand vgl. C. D. Child, Phys. Rev. 5. p. 193. Ebenso die Dissertation des Verfassers.

Gase eine Art „Zelle“ zusammenstellen und so einen wenn auch schwachen Strom erzeugen kann. Ein derartiger Nachweis gelang zuerst Perrin¹⁾ und dieselbe Entdeckung machte Winkelmann.²⁾

(5) Die Messungen der Variation solcher Ströme unterscheiden sich nun dadurch von den bisherigen Arbeiten über die Entladungsgeschwindigkeiten oder Leitfähigkeiten, dass bei der Aenderung äusserer Umstände auch die elektromotorische Kraft der Zelle geändert werden wird. Die früher gefundenen Gesetze der Leitfähigkeit werden sich natürlich auch bei diesen Untersuchungen wieder finden, wenn auch wegen der Aenderung und ganz anderen Grössenordnung der auftretenden Potentialdifferenz die quantitativen Verhältnisse sich gegenüber den früheren Beobachtungen verschieben werden. Winkelmann untersuchte im Anschluss an die erwähnte Arbeit über die Potentialdifferenzen verschiedener Metallcombinationen die obigen Ströme genauer. Er zeigt, dass der Strom dem Ohm'schen Gesetze nicht gehorcht, insofern nämlich, dass der innere Widerstand einer solchen Zelle bei einem gewissen Abstände am kleinsten ist, eine Erscheinung, die Beobachtungen von Rutherford und Righi bei den Zerstreuungsversuchen entspricht.

(6) Die vorliegende Arbeit nun ist als eine Fortsetzung der Untersuchung Hrn. Winkelmann's zu betrachten. Nach seiner Anregung war zu untersuchen, wie sich die Potentialdifferenz und der Widerstand einer solchen Zelle verhält, wenn der Druck der zwischen den Metallplatten liegenden Gasschicht geändert wird. Die Untersuchung wurde angestellt an den Gasen Luft, CO_2 und H_2 , und, um einen etwaigen Einfluss der Luftfeuchtigkeit mit zu berücksichtigen, das Verhalten feuchter und getrockneter Luft getrennt untersucht.

Der experimentelle Theil der Arbeit wurde im Sommersemester 1898 im physikalischen Institut zu Jena ausgeführt.

Es erübrigt mir noch, an dieser Stelle Hrn. Geh. Hofrath Prof. Dr. Winkelmann für seine Anregung zu der interessanten Untersuchung meinen besten Dank auszusprechen.

1) J. Perrin, *Compt. rend.* 124. p. 496. 1897.

2) A. Winkelmann, *Wied. Ann.* 66. p. 1. 1898.

II. Theoretisches.

(7) Wir wollen versuchen, ob wir nicht über den Verlauf der in der Arbeit zu messenden Grössen die Stromstärke und den Widerstand mit variirendem Drucke rein theoretisch ein Bild gewinnen können, wenn wir eine Betrachtungsweise von Rutherford und Thomson¹⁾ und Child²⁾ auch auf unsere Verhältnisse anwenden und die Ergebnisse dafür umformen.

Rutherford geht von der Erscheinung aus, dass sich Gas, das den Röntgenstrahlen ausgesetzt war, in Bezug auf seine Leitfähigkeit verhält wie ein Elektrolyt. Nimmt das Gas seinen Weg zwischen zwei Leitern, die auf einer Potentialdifferenz erhalten werden, so büst es seine Leitfähigkeit ein, und zwar erreicht der Strom zwischen den beiden Leitern mit steigender Potentialdifferenz ein Maximum, „den Sättigungsstrom“. Sind in dem Gase also elektrisch geladene Ionen wie in einem Elektrolyten die Ursache der Leitfähigkeit, so können nicht unbegrenzt viele Ionen zur Verfügung stehen, sondern es entstehen in der Zeiteinheit durch die Wirkung der Röntgenstrahlen so viele Ionen, dass ihre Ladungen in derselben Zeit durch den „Sättigungsstrom“ gerade weggeführt werden können.

Ist darnach E die elektromotorische Kraft zwischen zwei Metallplatten, zwischen denen sich das von Röntgenstrahlen erregte Gas befindet,

n die Anzahl der Ionen in der Volumeneinheit des Gases,

q die Anzahl, die in der Volumeneinheit in der Secunde entstehen,

αn^2 die Anzahl der Ionen, die sich in der Zeiteinheit wieder zu einem neutralen Moleküle vereinigen, wenn in der Volumeneinheit sich n Ionen befinden³⁾,

e die Ladung eines Ions,

i die Stromstärke durch die Einheit der Fläche der Elektrodenplatte,

1) E. Rutherford, Phil. Mag. 42. p. 392. 1896.

2) C. D. Child, Phys. Rev. 5. p. 285. 1897.

3) Es ist einleuchtend, dass diese Anzahl mit n^2 wachsen muss, denn die Gelegenheit eines Ions, sich mit einem anderen zu vereinigen, wird proportional mit n wachsen, für sämtliche n Ionen die Anzahl der Vereinigungen also mit n^2 .

l der Abstand der Platten,

U die Summe der Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen für die Einheit des Potentialgradienten, — so ist

$$(8) \quad i = \frac{n \cdot e \cdot U \cdot E}{l}.$$

Weiter ist die Variation der Anzahl der Ionen mit der Zeit

$$(9) \quad \frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \frac{i}{el}$$

Für den stationären Zustand gilt

$$\frac{dn}{dt} = 0, \text{ also } q - \alpha n^2 - \frac{i}{el} = 0$$

und da

$$n = \frac{il}{e \cdot U \cdot E},$$

so ist

$$q - \alpha \frac{i^2 l^2}{e^2 U^2 E^2} - \frac{i}{el} = 0$$

oder

$$(10) \quad i = \frac{-\frac{1}{el} \pm \sqrt{\frac{4\alpha q l^2}{e^2 U^2 E^2} + \frac{1}{l^2 e^2}}}{\frac{2\alpha l^2}{e^2 U^2 E}}$$

Diese nicht sehr einfach gebaute Formel ist in einigen ihrer Folgerungen von Rutherford bestätigt worden. Für sehr grosses E zwischen den Platten folgt nämlich

$$(11) \quad i = qel,$$

d. h. der Strom ist von dem Potentiale unabhängig und proportional dem Abstände der Platten, eine Folgerung, die schon mehrfach erwähnt wurde. Vgl. (2) und (5).

(12) Für sehr kleines E folgt eine andere einfachere Form der Gleichung für i , die auch von Rutherford bestätigt wurde. Für welche von diesen beiden Formen der Gleichung für i nun bei einer beliebigen Potentialdifferenz der Gang der Intensität am besten gelten wird, kann ohne weiteres nicht gesagt werden, da in die Gleichung auch noch Constanten

eingehen, die von der Stärke der Strahlung abhängen sind. Es ist z. B. anzunehmen, dass mit verstärkter Strahlung q wachsen wird und umgekehrt. Andererseits ist einleuchtend, dass bei kleinem q der Sättigungsstrom für eine kleinere Potentialdifferenz früher angenähert erreicht wird als für grosses q .

(13) Von derselben Formel nun macht Child Gebrauch, um seine Resultate der Versuche über die Variation der Stromstärke mit dem Drucke bei vorgeschalteter elektromotorischer Kraft darzustellen. Für die erste Form $i = qel$, also für vorgeschaltete hohe Potentialdifferenz, findet er den Strom proportional der Quadratwurzel aus dem Druck. Es muss demnach q proportional der Quadratwurzel aus dem Druck sein, eine Folgerung, die mit der Forderung der Dissociationstheorie übereinstimmt, dass für einen schlechtleitenden Elektrolyten und sehr hohe Verdünnung der Dissociationsgrad proportional mit der Wurzel aus der Verdünnung abnimmt. Für kleine Potentiale nimmt die Gleichung für i die Form an

$$(13a) \quad i = \frac{e U E}{l} \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

Hierin ist bei Child U und α eine Function des Druckes d , und seine Resultate werden am besten dargestellt, wenn er setzt

$$(13b) \quad \frac{\alpha}{U^2} = k d'^{1/2} \text{ oder auch } \frac{\alpha}{U^2} = k' d^2.$$

(14) Wenn wir die Betrachtungen für unsere Untersuchung anwenden wollen, können wir uns überlegen, dass innerhalb der von uns benutzten Al- und Cu-Platten die Geschwindigkeit und Anzahl der Ionen dieselbe ist, wie wenn wir zwei Platten ohne elektrische Differenz, etwa zwei Pt-Platten angewandt hätten, und zu diesen eine elektromotorische Kraft von der gleichen Grösse, wie die zwischen Al und Cu auftretende, aber entgegengesetzt dieser geschaltet hätten, also so, dass der negative Pol der Cu-Platte dem positiven der Al-Platte entsprochen hätte.

Innerhalb dieser Zelle hätten wir dann einen Strom derselben Stärke und Richtung wie in der unseren. Da in der

von Rutherford gegebenen Formel (10) E nur im Quadrat vorkommt, muss die Gleichung auch für unsere Anordnung gelten, die die entgegengesetzte Spannung im ungeschlossenen Zustande zeigt. Es soll nun vorausgeschickt werden, dass die während der Untersuchung angewandte Strahlung wahrscheinlich sehr viel schwächer war, als die von Rutherford angewandte, sodass der „Sättigungsstrom“ schon bei viel kleineren Potentialen erreicht wurde; d. h. wir können in unserer Untersuchung die Potentialdifferenz als „gross“ ansehen, obgleich sie bedeutend kleiner ist, als die Potentiale, mit denen die obengenannten Forscher ihre Untersuchungen durchführten.

Die Gleichung (10) für i können wir demnach auch schreiben:

$$\begin{aligned} i &= \left(-\frac{1}{el} + \sqrt{\frac{4\alpha q l^2}{e^3 U^2 E^2} + \frac{1}{l^2 e^3}} \right) : \frac{2\alpha l^2}{e^3 U^2 E^2} \\ &= \frac{1}{el} \left(-1 + \left(1 + \frac{4\alpha q l^4}{U^2 E^2} \right)^{1/2} \right) : \frac{2\alpha l^2}{e^3 U^2 E^2} \\ &= \frac{e U^2 E^2}{2\alpha l^2} \left(-1 + 1 + \frac{1}{2} \frac{4\alpha q l^4}{U^2 E^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{4\alpha q l^4}{U^2 E^2} \right)^2 + \dots \right) \end{aligned}$$

und berücksichtigen wir nur diese ersten Glieder:

$$(15) \quad i = q l e - \frac{2\alpha q^2 l^5 e}{U^2 E^2}.$$

Es sind nun q , α , U und E Functionen von p , wo p der Druck ist. Für q wollen wir setzen, nach (13), entsprechend dem Dissociationsgesetz:

$$(16) \quad q = k \sqrt{p},$$

wo k eine von der Intensität der Strahlung abhängende Constante ist.

Die Abhängigkeit α/U^2 von p wollen wir einstweilen unentschieden lassen und setzen:

$$(17) \quad \frac{\alpha}{U^2} = k' p^x.$$

Ueber die Abhängigkeit des E von p kann man wohl ohne weiteres kaum eine Beziehung angeben. Wie unsere späteren Messungen aber zeigen werden, lässt sich die Abhängigkeit darstellen durch

$$(18) \quad E = \frac{b}{c} - \frac{b}{p+c},$$

wo b und c Constanten sind. Demnach würde unsere Formel werden, wenn wir die übrigen Constanten zusammenfassen:

$$(19) \quad i = A \sqrt{p} \left(1 - \frac{B p^{x+1/2}}{\left(\frac{b}{c} - \frac{b}{p+c} \right)^2} \right) = A \sqrt{p} \left(1 - \frac{B c^2 p^{x+1/2} (p+c)^2}{b^2} \right),$$

worin A , B und x noch Unbekannte wären, die von den Versuchsbedingungen abhängen. Für $p=0$ muss noch folgen $i=0$, weil dann keine Ionen mehr vorhanden sind; und soll das erfüllt sein, so muss werden:

$$(20) \quad \frac{p^{x+1}}{\left(\frac{b}{c} - \frac{b}{p+c} \right)^2} = 0 \quad \text{für } p=0.$$

Nun erscheint der Ausdruck in unbestimmter Form $\frac{0}{0}$ für $p=0$. Für kleine p gegenüber c lässt sich aber der Nenner entwickeln:

$$\begin{aligned} \frac{b}{c} - \frac{b}{p+c} &= \frac{b}{c} - \frac{b}{c} \left(1 + \frac{p}{c} \right)^{-1} = \frac{b}{c} - \frac{b}{c} + \frac{b \cdot p}{c^2} - + \dots \\ &= \frac{b p}{c^2} - + \dots \end{aligned}$$

Der Nenner nimmt also mit p ab wie $b p / c^2$, daher muss, damit der Bruch für $p=0$ verschwindet:

$$(21) \quad x+1 > 2 \quad \text{oder} \quad x > 1.$$

Die Constanten A , B und x lassen sich nun aus drei Beobachtungen berechnen, wenn auch für x nur durch ein Näherungsverfahren. Jedoch liefern verschiedene aus den Messungen genommene Werthe ganz verschiedene x , und die x zeigen sich in der Endgleichung überaus empfindlich für kleine Unterschiede der gewählten Beobachtungen. Wir wollen daher

später versuchen, wie sich die Beobachtungen nach dieser Formel mit den Werthen von Child darstellen lassen, die beide unserer Bedingung (21) genügen.

(22) Jedenfalls giebt die Gleichung für i uns jetzt schon ungefähr ein Bild, wie sich i mit p ändern muss. Für kleine p wird die Stromstärke mit wachsendem Drucke sich verhalten wie die Ordinate einer Parabel, die die Abscissenaxe als Axe hat. Für grössere p wird sie immer weniger wie die Ordinate wachsen, an einer Stelle ein Maximum erreichen und dann abnehmen. Die Lage dieses Maximums wird ganz davon abhängen, wie weit sich die Function i einer Parabel anschliesst, d. h. mit wie kleinen elektrischen Kräften der Sättigungsstrom erreicht wird, oder noch anders gesagt, wie viel Ionen sich zwischen den Platten befinden. Das Maximum wird bei grösserem Drucke liegen, je weniger Ionen die Volumeneinheit des elektrolysirten Gases enthält.

(23) Die Formel, die hiernach für den Widerstand folgen würde, ist:

$$w = \frac{E}{i}.$$

Sie ist noch complicirter als die vorhergehende und ziemlich unübersichtlich ohne Kenntniss der Constanten. Für einen Fall aber, nämlich für $B = 0$, der, wie wir sehen werden, in dem untersuchten Intervalle bei Wasserstoff angenähert erfüllt ist, nimmt sie eine einfachere Form an. Wir haben:

$$(24) \quad w = \frac{\frac{b}{c} - \frac{b}{p+c}}{A\sqrt{p}}.$$

Ein Maximum von w bestimmt sich durch:

$$(25) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{dw}{dp} &= -\frac{1}{2} \frac{\frac{b}{c} - \frac{b}{p+c}}{A\sqrt{p^3}} + \frac{\frac{b}{(p+c)^2}}{A\sqrt{p}} = 0, \\ -b + \frac{bc}{p+c} + \frac{2pb}{(p+c)^2} &= 0, \\ -(p+c)^2 + c(p+c) + 2cp &= 0, \\ -p^2 + pc &= 0 \quad \text{und} \quad p_{\max} = c, \end{aligned} \right.$$

womit für die Constante c eine interessante Bedeutung gefunden ist; es ist nämlich c der Druck, bei dem der Widerstand ein Maximum hat, wenn in der Gegend von c die Stromstärke dargestellt werden kann durch die Formel

$$i = A \sqrt{p}.$$

III. Beschreibung des Apparates. (Fig. 1.)

(26) Die Aufstellung der benutzten Röntgenröhre und des Inductors war die gleiche wie in der erwähnten Arbeit Hrn. Winkelmann's. Die Röntgenröhre stand in einem mit Blei verkleideten Holzkasten PP und dieser in einem sehr grossen

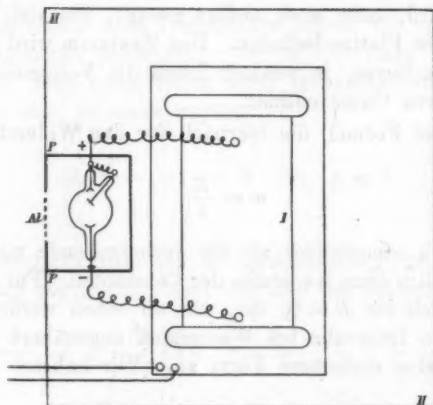


Fig. 1. Apparat

Holzkasten HH von den Dimensionen 2 m hoch, 1,4 m breit, 1,6 m tief. In ihm war noch der Inductionsapparat, der eine maximale Schlagweite von 50 cm hatte. Er wurde betrieben mit 21 Volt Klemmspannung und mittlerer Stromstärke von 1,5—2 Amp. Die Inductionsströme wurden in dicken, die Wände von PP durchsetzenden Glasröhren zur Röntgenröhre geleitet. Die Unterbrechung geschah mittels magnetischen Hammers und ihre Anzahl betrug gegen 12 in der Secunde. Der Kasten PP hatte vor der Röntgenröhre eine kreisrunde Oeffnung von 22 cm Durchmesser. In dem Kasten HH befand sich, dieser Oeffnung entsprechend, statt des Zinkbleches

ein Verschluss aus dünnem Al-Blech. Die ganze Blechbekleidung des Kastens war sammt dem Al-Blech zur Erde abgeleitet, um nach aussen elektrostatische Wirkungen zu vermeiden. Kurz vor dem Al-Blech befand sich ein 30 cm hoher Ballon von 20 cm Durchmesser (Fig. 2.) Seinen eingeschliffenen Deckel durchsetzten zwei eingeschliffene Zuleitungsrohre, in die die Träger einer Al- und Cu-Platte eingekittet waren. Die Platten hatten $17 \times 25 \text{ cm}^2$ Oberfläche, die Dicke der Al-Platte war 1 mm, die der Cu-Platte 0,45 mm. Die Al-Platte befand sich dem Al-Blech des Kastens *HH* zunächst, und beide Platten standen normal zum Gange der Röntgenstrahlen. Der Abstand der Al-Platte vom Al-Blech des Kastens betrug 11 cm, von der Antikathode der Röhre gegen 15 cm. Ihr Abstand voneinander betrug 4—6 mm. Den Ballon verband ein eingeschliffener Hahn mit der Zuleitung zur Luftpumpe und zum Manometer. 50 cm vor dem Kasten *HH* befand sich ein 1 m^2 grosser Schirm aus 0,56 mm starkem Zinkblech, der die Messapparate vor den nachtheiligen Wirkungen der Röntgen-erregten Luft und den -Strahlen schützte. Die Zuleitungsdrähte zur Al- und Cu-Platte durchsetzten ihn gut isolirt. Die Anordnung blieb während der Dauer der Versuche ungeändert.

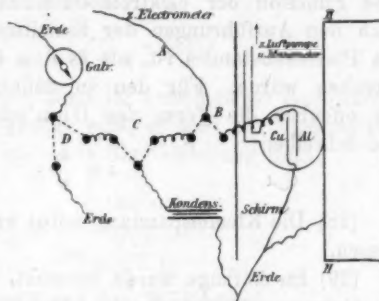


Fig. 2. Schaltung.

IV. Die Methode.

(27) Wir können bei allen Messungen wegen der riesigen Grösse des Widerstandes der Zelle gegenüber diesem den äusseren Widerstand vernachlässigen. Den Widerstand der Zelle selbst wollen wir dann definiren mit $w = e/i$, wo e die gemessene Potentialdifferenz der beiden Metallplatten, i die gemessene Stromstärke ist. Es erscheint diese Definition nicht überflüssig, weil nach den Angaben der Einleitung für die

untersuchten elektrischen Erscheinungen das Ohm'sche Gesetz nicht gilt. Nach der obigen Definition ist jedenfalls für jedes ϵ und i der Widerstand eindeutig bestimmt und alle anderen Abweichungen vom Ohm'schen Gesetz betreffen nur den Widerstand. Da mit vorgeschalteter elektromotorischer Kraft der Strom nicht proportional wächst, ist der Widerstand eine Function der elektromotorischen Kraft, ebenso wie er nach den Ausführungen der Einleitung eine andere Function des Plattenabstandes ist, als es dem Ohm'schen Gesetze entsprechen würde. Für den so definirten Widerstand dürfen wir offenbar die Form des Ohm'schen Gesetzes anwenden und schreiben:

$$i = \frac{\epsilon}{w}.$$

(28) Die Klemmspannung selbst wurde elektrometrisch gemessen.

(29) Im Anfange wurde versucht, die Ströme direct durch das Galvanometer zu messen. Die Empfindlichkeit betrug in 1 m Scalenabstand $1,07 \cdot 10^{-9}$ Amp. für 1 mm Ausschlag. Im Scalenabstande von 371,5 m erhielt man in Luft bei Atmosphärendruck für den Strom der Cu-Al-Combination als Mittel aus vier Beobachtungen 0,19 Doppelcm. Ausschlag. Es entspricht das einer Stromstärke von $10,9 \cdot 10^{-10}$ Amp. Da die Klemmdifferenz ungefähr zu 0,6 Volt bestimmt wurde, ist der Widerstand der Zelle $0,6 \cdot 10^9$ Ohm.

Die Empfindlichkeit des Galvanometers genügte aber nicht dem verlangten Zwecke, da bei der Kleinheit des Ausschlages die Ablesungen zu unsicher waren. Weitere Beobachtungen gaben im Mittel gegen $8,6 \cdot 10^{-10}$ Amp.

(30) Die Methode wurde daher verlassen und, wie auch Winkelmann gethan hatte, die Stromstärke durch einen Condensator und ein Schwingungsgalvanometer gemessen. Ist die eine Metallplatte zur Erde abgeleitet, die andere mit der Capacität C verbunden, so wird in der Zeit dt in den Condensator die Elektrizitätsmenge eingehen

$$dQ = a \left(V - \frac{Q}{C} \right) dt,$$

1) R. Swynghedauw hat im Journ. de phys. p. 38. 1899 Einwendungen gegen diese Formel gemacht, da V keine Constante sei. Dieser Ein-

wo V die gemessene Klemmspannung ist. Diese Gleichung enthält die Form des Ohm'schen Gesetzes, die wir oben (27) als gestattet betonten. Es ist dann

$$a = \frac{1}{w}.$$

(31) Winkelmann hat gezeigt, dass dem Integrale dieser Gleichung

$$Q = V \cdot C \left(1 - e^{-\frac{at}{C}}\right)$$

für verschiedene Zeiten, als auch für verschiedene noch hinzugeschaltete Widerstände genügt wird, es also zur Messung der Stromstärke anwendbar ist. Aus der Gleichung folgt:

$$(32) \quad w = \frac{1}{a} = \frac{\frac{t}{C} \cdot \log e}{\log \frac{V \cdot C}{V \cdot C - Q}},$$

und wir hätten auf diese Weise den Widerstand.

(33) In der Arbeit wurde jedoch mit dem so berechneten Widerstande stets erst die Stromstärke

$$i = V \cdot a$$

berechnet und, wenn wir uns ein Bild über den Verlauf der Stromstärke mit dem Drucke gemacht hatten, rückwärts wieder auf den Gang von w geschlossen.

(34) Die Ursache dieses scheinbaren Umweges ist darin zu suchen, dass fehlerhafte Bestimmungen von V und Q procentisch ganz verschiedenen Einfluss auf die berechnete Stromstärke haben. Ist nämlich V um $\pm x$ falsch bestimmt, so lässt sich leicht zeigen, wenn man bei Entwicklung der Loga-

wand erledigt sich insofern, als die Ungenauigkeit, die wir begehen, wenn wir V constant annehmen, in den Widerstand eingeht, diesen also gegenüber einer stetigen Entladung durch die Röhre zu gross erscheinen lässt. Der Widerstand ist eben wie schon Winkelmann (l. c.) betont, abhängig von der Anzahl und Stärke der Unterbrechungen. Uebrigens verschwinden im Sinne der Dissociationstheorie die durch eine Entladung durch die Röhre entstandenen Ionen nicht bei genügend rascher Folge der Entladungen bis zur nächsten, sodass der Einfluss der Unterbrechungen des Primärstromes mit wachsender Unterbrechungszahl immer kleiner wird und wir uns so den Verhältnissen einer stetigen Entladung nähern. (Gen. beh. Child, Phys. Rev. 5. p. 285. 1897.)

rithmen in Reihen die kleinen Grössen dritter Ordnung vernachlässigt, dass das Verhältniss des richtigen w zum fehlerhaften Widerstand w' ist:

$$(35) \quad \frac{w}{w'} = 1 \mp \frac{2x \left(V - \frac{Q}{C} \right)}{(V+x) \left(2V - \frac{Q}{C} \right)}$$

und darnach das der Stromstärken:

$$(36) \quad \frac{i'}{i} = 1 \pm \frac{Qx}{C \cdot V \left(2V - \frac{Q}{C} \right)}.$$

Hierin ist

$$\frac{Q}{C \left(2V - \frac{Q}{C} \right)}$$

stets ein echter und für $t = 120$ sec kleiner Bruch, d. h. der Fehler des fehlerhaften i ist procentisch viel kleiner als die Unsicherheit der Messung. Im ungünstigsten Falle erreicht bei der Messung, nämlich nur bei sehr kleinen Drucken, Q/C den Werth $\frac{1}{4}V$. Ist dann V noch um 50 Proc. falsch bestimmt, so erhalten wir:

$$\frac{i'}{i} = 1 \pm \frac{1.4}{2.4.7} = 1 \pm \frac{1}{14},$$

d. h. noch bei diesem äusserst ungünstigen Falle erhalten wir die Stromstärke genau auf 7 Proc. Ein stark unsicheres Potential verursacht also im allgemeinen auf die berechnete Stromstärke einen Fehler, der wenige Procente noch nicht erreicht. Die Vernachlässigung der weiteren Glieder der Entwicklung ändert hieran nichts.

(37) Aus (35) sehen wir dagegen, dass der Widerstand ungefähr mit dem gleichen procentischen Fehler behaftet ist, denn

$$\frac{2x \left(V - \frac{Q}{C} \right)}{(V+x) \left(2V - \frac{Q}{C} \right)}$$

ist bei der Kleinheit von x und Q/C gegen V ungefähr gleich x/V .

(38) Ist andererseits die Unsicherheit der Messung von Q/C gleich $\pm y$, so kann man zeigen, dass

$$(39) \quad \frac{w'}{w} = 1 \mp \frac{y \cdot C}{Q},$$

wenn die Grössen zweiter Ordnung schon vernachlässigt werden. Damit ist der berechnete Widerstand und also auch die Stromstärke mit dem procentischen Fehler der Condensatorbeobachtung behaftet.

(40) Hiernach können wir sagen, dass in erster Annäherung:

α) das Potential natürlich unsicher ist um die Unsicherheit der Bestimmung,

β) die Stromstärke unsicher ist um die Unsicherheit der Condensatorbestimmung, unabhängig von der Unsicherheit der Potentialbestimmung,

γ) der Widerstand unsicher ist um die Unsicherheit beider Bestimmungen.

(41) Nun sind, wie später noch gesagt werden wird, die Galvanometerbeobachtungen am constantesten und in gewissem Sinne regulierbar, während die Elektrometerbeobachtungen unregelmässig in weiteren Grenzen hin- und herschwanken. Die Methode wird uns daher am genauesten die Stromstärke liefern, weniger genau das Potential und am ungenauesten den Widerstand. Es erscheint also der unter (33) dargelegte Umweg gerechtfertigt.

(42) Für die Messung selbst wurde als Capacität stets 1 Mikrofara^d genommen, weil sich eine grössere als unsicherer herausgestellt hatte. Als Ladezeit wurden immer 2 Min. angewandt. Die Empfindlichkeit des benutzten Schwingungsgalvanometers nach dem System Deprez-d'Arsonval war für 1 m Scalenabstand und 10^{-6} Coulomb 37,4 cm Ausschlag. Als Elektrometer wurde ein Thomson'sches Quadranten-elektrometer benutzt, bei dem das eine Quadrantenpaar vor der Messung zur Erde abgeleitet war. Die Empfindlichkeit war nicht ganz constant und betrug für Clarkspannung im Abstände von 3,85 m zwischen 28 und 19 Doppelcm. Ein weit empfindlicheres Elektrometer nach der Construction von Dolezalek konnte nicht benutzt werden, da das zu messende Potential durch jeden Inductorstoss schwankte und bei der geringen Dämpfung dieses Instrument nie zur Ruhe kam.

(43) Für die Messung war die Schaltung wie vorstehend (Fig. 2.) Vom Kasten *HH* trafen die Röntgenstrahlen auf die Metallcombination *Al—Cu* und zwar auf die *Al-Platte*. Die

Cu-Platte war zur Erde abgeleitet. Von der Al-Platte führte eine Leitung zum Umschalter *B*, dessen eine Stellung die Platte mit der Elektrometerleitung *A*, die andere mit dem Umschalter *C* verband. Dieser war stets mit dem Condensator verbunden und konnte mit *B* und durch den Umschalter *D* mit dem Galvanometer verbunden werden. Der Umschalter *D* war nur eingeschaltet, um das Galvanometer durch die Erde in sich schliessen und so beruhigen zu können. Die Umschalter und Leitungen waren mit Wachs auf das sorgfältigste isolirt, und der Condensator wurde vor jeder Messung auf gute Isolation geprüft. Die Leitung *A* nach dem Elektrometer lag in einem Kupferrohre isolirt, um etwaige Condensatorwirkungen zu vermeiden. Sie war gewöhnlich zur Erde abgeleitet und diese Ableitung wurde nur zum Zwecke der Messung einen Augenblick geöffnet. Die Messungen wurden immer so vorgenommen, dass erst das Potential des Al mit dem Elektrometer bestimmt wurde, sodann durch andere Stellung von *B* der Condensator geladen, und diese Ladung nach 2 Min. durch Umschalten von *C* abgelesen wurde. Diese Reihenfolge wurde, um Potential und Stromstärke möglichst gleichzeitig zu erhalten, einige Male wiederholt und aus den Ablesungen das Mittel genommen.

Die erzielte Genauigkeit.

(44) Die Messungen litten alle stark an dem Uebelstande, dass während längerer Zeit die Röhren nie constante Strahlung aussandten, und zwischen den einzelnen Röhren war der Unterschied hierin sehr gross. Ein Ueberblick, ob während einer Versuchsreihe die Strahlung sich nicht geändert hatte, war daher nur so zu gewinnen, dass am Ende und während der Beobachtungsreihe Controlwerthe gemessen wurden. Die Ablesungen der Condensatorladung zeigten im allgemeinen nicht mehr als 5 Proc. Abweichung vom Mittel. Waren die Ausgangswerthe für denselben Druck an verschiedenen Beobachtungstagen nicht gut übereinstimmend, so wurden die Reihen aufeinander reducirt, indem die Beobachtungen der einen mit dem Quotienten der Ausgangswerthe beider multiplicirt wurden. Erscheint auch ein derartiges Reduciren nach

Child, der fand, dass das Maximum der Leitfähigkeit mit schwächerer Strahlung nach grösseren Drucken zurückt, nicht ganz zulässig, so war immerhin die Verschiedenheit der Ausgangswerthe nie so bedeutend, um durch die besagte Operation einen grösseren Fehler in die Reihen zu tragen, vielmehr wurde gefunden, dass zwei derartig aufeinander bezogene Reihen in sich ganz gut übereinstimmten. Eine grössere Abweichung als in den Intensitäten, die sich durch den Primärstrom ungefähr reguliren liessen, trat an verschiedenen Tagen aus unbekannten Gründen in den Messungen des Potentials auf. Nach (36) konnten derartige Reihen mit nicht allzu grossen Abweichungen immerhin noch zur Berechnung der Stromstärke verwandt werden, wenn die Galvanometerbeobachtungen genügend übereinstimmten. Besonders grosse Abweichungen traten bei den Messungen in Wasserstoff auf; dieselben werden später noch eingehender erwähnt werden. Zur Berechnung des Widerstandes und zur Ableitung von Gesetzmässigkeiten wurden solche Reihen der Potentialbeobachtung benutzt, die gute Uebereinstimmung zeigten.

(45) Um schliesslich noch einen Begriff der in der Zelle wirkenden Strahlung, wie wir sie anwandten, zu geben, sei eine Reihe angeführt, die zeigt, wie sich mit vorgeschalteter elektromotorischer Kraft die Stromstärke ändert und vergleichsweise bemerkt, dass Rutherford und Child den „Sättigungsstrom“ erst bei 35 Volt erzielen, sich bis dahin der Strom also merklich änderte. Die Zahlen der Reihe beziehen sich auf Wasserstoff von Atmosphärendruck und den Galvanometerausschlag der Condensatorladung. Der letztere ist allerdings nicht proportional der Stromstärke, jedoch ist die Abweichung hiervon gering.

Volt	Ausschlag in (2 cm)
0,4	1,86
8	2,21
16	2,20
35,5	2,38

Es sei noch angeführt, dass in dieser Reihe bei entgegengesetzter Schaltung der elektromotorischen Kraft auch der Ausschlag sein Zeichen umkehrt, der Strom also sicher

durch die elektromotorische Kraft bedingt wird. Die erste Ablesung wurde ohne fremdes Potential mit der von der Strahlung selbst erzeugten gemacht, bei den anderen die Spannung entgegengesetzt dieser elektromotorischen Kraft geschaltet, wie dies in der theoretischen Betrachtung verlangt wurde für denselben Sinn des Stromes.

V. Die Messungen an Luft.

a) Untrocknete Luft. (Fig. 3.)

(46) Es seien im Folgenden einige aus der grossen Zahl der Beobachtungen gewonnene Mittelwerthe angegeben, wie sie

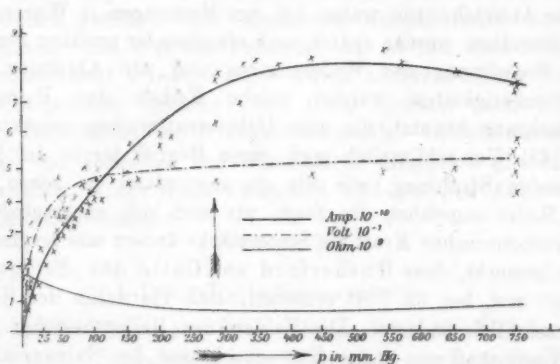


Fig. 3. Nicht getrocknete Luft.

nach dem unter „Methode“ geschilderten Verfahren erhalten wurden. Die Zahlen beziehen sich für diese und die ferneren Angaben auf 10^{-10} Amp., 10^9 Ohm und Volt als Einheit.

a) Die Stromstärke.

(47) Nach (41) gibt die Methode die Stromstärke am genauesten und die Kenntniss ihres Verlaufes ist daher am interessantesten.

p = Druck in mm Hg	i in 10–10 Amp.	$\sqrt{p} : i$
758	7,6	3,60
575	8,0	2,89
488	8,1	2,58
358	7,81	2,41
292	7,30	2,34
208	6,20	2,38
155	5,40	2,31

p	i in 10–10 Amp.	$\sqrt{p} : i$
102	4,30	2,35
73	3,60	2,37
56	3,20	2,32
13	1,60	2,28
6,5	1,05	2,35
2,3	0,60	2,34

(48) Darnach wächst die Stromstärke mit abnehmendem Druck erst langsam, um in der Nähe von 500 mm ein Maximum zu finden. Mit weiter abnehmendem Drucke fällt sie, bis sie mit ihm verschwindet. Die letzte Columnne giebt über die Art der Abnahme Aufschluss. Nach der theoretischen Betrachtung müsste der Quotient $i : \sqrt{p}$ von grösseren zu kleinen Drucken zunehmen und sich schliesslich sehr wenig ändern. Wir sehen, dass der reciproke Quotient $\sqrt{p} : i$ die Bedingung entsprechend erfüllt. Von einer halben Atmosphäre an abwärts schwankt der Werth um einen Mittelwerth, kann also als constant gelten. Damit wäre der Verlauf der Stromstärke mit unserer Betrachtung in Uebereinstimmung.

Die Grösse des Stromes bei Atmosphärendruck stimmt mit der früher galvanometrisch gemessenen genügend überein.

b) Die Spannung. (Fig. 3.)

(49) Ein Vergleich der Spannungen der einzelnen Reihen zeigt eine ziemlich grosse Verschiedenheit derselben schon bei Atmosphärendruck; sie variiren hier von 0,4–0,56 Volt. Eine Reduction aufeinander ist hier kaum möglich, weil die Spannung bei Atmosphärendruck von der Strahlung nur wenig abhängt, und die Ursache der verschiedenen Werthe nicht bekannt ist. Die Reihen zeigen für sich gewöhnlich gute Constanz der Spannung für die Ausgangswerthe. Um Gesetzmässigkeiten zu prüfen, ist es daher zulässig, eine von ihnen auszuwählen, und um den Gang des Widerstandes festzustellen, einen Ausgangswerth zu bestimmen, da für die Verschiedenheiten in den einzelnen Reihen verschiedene Intensitäten nicht vorliegen.

(50) Es wurde versucht, den Gang der Spannung durch eine zweiconstantige Formel darzustellen. Setzt man nämlich

$$V = a - \frac{b}{p + c},$$

so bestimmt sich, da für $p = 0$ auch $V = 0$ sein soll, a zu

$$a = \frac{b}{c},$$

und wir haben

$$V = \frac{b}{c} - \frac{b}{p + c},$$

wo b und c aus zwei Werthen zu berechnen wären. Bestimmt man für die Werthe der folgenden Reihe $c = 20$ und $b = 10$, so hat man

$$V = 0,5 - \frac{10}{p + 20}.$$

Es ergibt die Vergleichung der so berechneten Werthe mit den beobachteten:

(51)	p	V beob.	V ber.	Diff.	p	V beob.	V ber.	Diff.
	1	0,03	0,02	+ 0,01	56,8	0,34	0,38	- 0,04
	2,3	0,08	0,05	+ 0,03	101,6	0,43	0,42	+ 0,01
	6,5	0,13	0,12	0,01	203	0,48	0,45	+ 0,03
	13,4	0,16	0,20	- 0,04	438	0,48	0,48	0,00
	28,4	0,21	0,29	- 0,08	757	0,47	0,49	- 0,02

Man sieht hieraus, dass die Formel im allgemeinen den Gang wiedergiebt. Für $p = 28,4$ liegt offenbar ein fehlerhafter Werth vor.

(52) Um in anderen Reihen gemessene Potentiale auch zu berücksichtigen, brauchen wir nur zwei Mittelwerthe, um durch die Formel den Gang des Potentials zu fixiren. Wir wählen $V(750) = 0,51$ und $V(50) = 0,42$. Darnach wäre $c = 12$, $b = 6,2$, sodass wir den Gang des gemessenen Potentials festsetzen wollen zu

$$V = 0,52 - \frac{6,2}{p + 12}.$$

Wir haben darnach

(53)	p	V	p	V
	755	0,51	50	0,42
	488	0,51	25	0,35
	288	0,50	12	0,26
	188	0,48	5	0,14
	88	0,46	0	0,00

Alle Werthe liegen innerhalb der beobachteten. Für kleine Drucke zu bemerken ist vielleicht noch, dass naturgemäss wegen des steilen Abfalles in dieser Gegend die Bestimmung des Potentials nicht so sicher war als sonst; da nämlich bei diesen Drucken offenbar die Werthe stark von der Anzahl der Ionen in der Volumeneinheit abhängen, müssen die Schwankungen der Strahlung hier sehr wohl von Einfluss auf die Potentiale sein.

c) Der Widerstand.

(54) Den unregelmässigsten Gang zeigt der Widerstand. Wie die Stromstärke können wir auch die Widerstände theilweise aufeinander reduciren, indem man die Werthe der einzelnen Reihen mit denselben Verhältnisszahlen dividirt. Jedoch können wir nicht den Einfluss der verschiedenen Potentiale eliminiren. Wir erhalten so nach (35) über den Gang das beste Bild, wenn wir die Widerstände aus den Mittelwerthen der Stromstärke und den aus der letzten Reihe genommenen Potentialen noch einmal berechnen.

(55)	p	w in 10^9 Ohm	p	w in 10^9 Ohm
	753	0,67	102	1,11
	575	0,64	73	1,20
	488	0,65	56	1,37
	353	0,65	13	1,76
	292	0,69	6,5	1,60
	203	0,79	2,3	1,50
	163	0,89		

Wir sehen, dass der Widerstand mit abnehmendem Druck vom Atmosphärendruck an ein wenig abnimmt, in der

Gegend des Maximums der Stromstärke ein schwaches Minimum hat und von da erst langsam, dann rascher zunimmt, bis er bei 30 mm ungefähr den dreifachen Werth des Anfangswerthes hat. Da, wie wir sehen, für die Stromstärke bei Drucken unter einer halben Atmosphäre ungefähr das Gesetz gilt $i = \text{const.} \sqrt{p}$, so dürfen wir nach der theoretischen Betrachtung erwarten, dass der Widerstand für $c = p$, also für $p = 12$ mm ein Maximum hat. In der That ist dieses Maximum deutlich.

β) Trockene Luft. (Fig. 4.)

(56) Bevor die Luft in den Ballon geführt wurde, musste sie zwei Waschflaschen mit concentrirter H_2SO_4 , eine Flasche

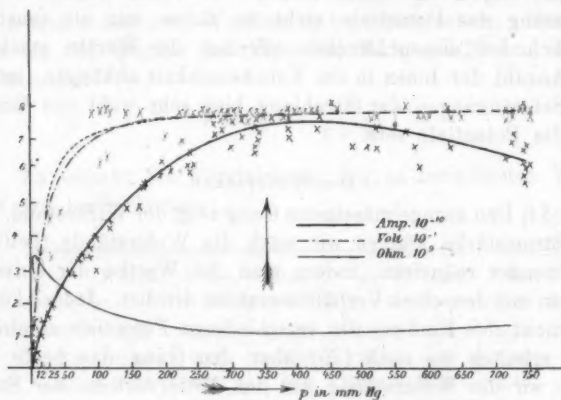


Fig. 4. Getrocknete Luft.

mit CrO_3 in H_2SO_4 , eine Flasche mit NaOH -Lösung und ein grosses Gefäss mit CaCl_2 passiren. In dem Ballon selbst war ein kleines Glasgefäss mit P_2O_5 aufgestellt, um die letzten Spuren von Wasser zu absorbiren. Die zur Untersuchung gelangende Luft konnte also als frei von Staub, CO_2 und Wasserdampf gelten.

Vor der Untersuchung wurden die Oberflächen der Al- und Cu-Platte noch einmal abgeschmirgelt.

a) Die Potentialdifferenz. (Fig. 4.)

(57) Die Potentialdifferenz ist in allen Messungen grösser als in feuchter Luft. Es erscheint jedoch fraglich, ob hiervon

die Ursache der Mangel an Feuchtigkeit ist, vielmehr sei darauf hingewiesen, dass vor der Messung die Platten gereinigt wurden, und es ist bekannt, dass blanke Metalle sich höher laden als nicht blanke. Die Werthe des Potentials schwankten in viel engeren Grenzen als in feuchter Luft. Wir benutzen zur Darstellung die frühere Formel

$$V = \frac{b}{c} - \frac{b}{p + c}.$$

Die beiden Mittelwerthe zur Bestimmung von c und b seien $V(750) = 0,77$ und $V(250) = 0,75$. Dann ist $c = 10$; $b = 7,8$ und

$$V = 0,78 - \frac{b}{p + 10}.$$

Die Berechnungen ergaben folgendes Bild:

p	V ber.	Graphische Mittelwerthe der Beob.	Diff.	p	V ber.	Graphische Mittelwerthe der Beob.	Diff.
750	0,77	0,77	0,00	50	0,65	0,60	- 0,05
500	0,77	0,77	0,00	25	0,56	0,48	- 0,08
200	0,75	0,75	0,00	10	0,39	0,30	- 0,09
100	0,70	0,70	0,00	0,4	0,03	0,03	0,00

(58) Die letzten Werthe sind als graphisch interpolirte in engen Grenzen willkürlich; wir sehen, dass die Formel den Gang des Potentials ungefähr wiedergiebt. In der Gegend von 50 mm treten wie in feuchter Luft auch hier grössere Abweichungen von der Formel ein.

b) Die Stromstärke.

(59) Einige Mittelwerthe der Stromstärken sind:

p	i in 10-10 Amp.	$\sqrt{p} : i$	p	i in 10-10 Amp.	$\sqrt{p} : i$
753	6,32	4,4	141	4,75	2,53
580	7,00	3,4	95	3,9	2,51
509	7,20	3,2	60	3,1	2,50
435	7,40	2,65	29	1,9	2,52
385	7,20	2,54	6,5	0,78	
800	7,00	2,45	2,3	0,40	
211	5,9	2,46	0,4	0,12	

(60) Das Maximum der Stromstärke liegt jetzt deutlich in der Nähe von 430 mm. Im übrigen hat die Function eine überraschende Aehnlichkeit mit der früheren, sodass die Luftfeuchtigkeit bei den untersuchten Vorgängen keine wesentliche Rolle spielen kann. Die geringe Verschiedenheit der Lage des Maximums wird wohl ganz auf Kosten einer anderen Strahlung zu setzen sein.

Die letzte Columnne bestätigt uns auch hier unsere frühere Ueberlegung (22) über die Art des Wachsthum's der Intensität. Von ungefähr $\frac{1}{2}$ Atm. an abwärts kann der Quotient $\sqrt{p} : i$ als constant betrachtet werden. Die Werthe bei kleinem Druck sind offenbar zu klein, immerhin sehen wir die Stromstärke mit dem Druck beliebig abnehmen.

c) Der Widerstand.

(61) Einige Mittelwerthe ergaben das Bild:

p	w in 10^9 Ohm	p	w in 10^9 Ohm
753	1,22	141	1,53
580	1,12	95	1,82
509	1,07	60	2,16
435	1,03	29	2,69
335	1,06	13	3,40
300	1,09	3,5	2,67
211	1,26		

(62) Darnach hat der Widerstand bei 435 mm ein Minimum, das dem Maximum der Stromstärke entspricht. Auch das theoretisch verlangte Maximum in der Gegend von 10 mm ist deutlich. Im gemessenen Gebiete schwankt auch hier der Widerstand um das Dreifache seines Anfangswerthes.

VI. Die Messungen an Kohlensäure. (Fig. 5.)

Die zur Untersuchung benutzte Kohlensäure wurde dargestellt aus Marmor und Salzsäure. Bevor sie den Ballon erreichte, passirte sie dieselben Wasch- und Trockengefässe, wie schon angegeben, natürlich mit Ausnahme der Flasche mit NaOH-Lösung.

a) Die Stromstärke. (Fig. 5.)

(63) Einige Mittelwerthe der Stromstärken ergaben folgendes Bild:

p	i in 10-10 Amp.	$\sqrt{p} : i$	p	i in 10-10 Amp.	$\sqrt{p} : i$
737	5,6	4,82	65	1,95	4,1
540	5,83	3,99	35	1,84	
440	5,85	3,60	22	0,75	
351	5,43	3,45	11	0,49	
159	3,65	3,46	5	0,30	

Die Function hat eine sehr grosse Aehnlichkeit mit der entsprechenden in Luft. Die Werthe $\sqrt{p} : i$ zeigen, dass von

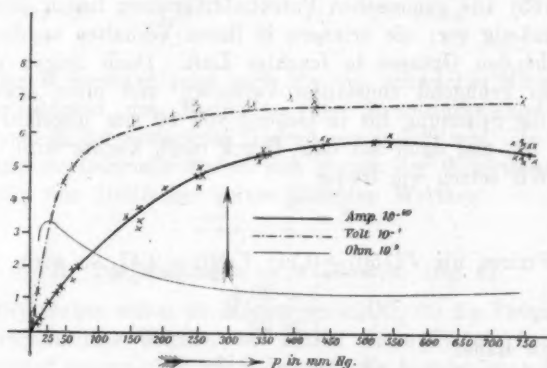


Fig. 5. Kohlensäure.

höheren zu kleineren Drucken die Function ebenso wie jene erst wächst, bis sie sich der Kurve $\sqrt{p} : i = \text{const.}$ anschliesst; jedoch scheint hier die Abweichung grösser von diesem Gesetze, als sie in Luft beobachtet wurde. Besonders bei den kleinen Drucken erscheint die gefundene Stromstärke kleiner als die geforderte. Eine Zusammenstellung möge die Abweichung des Ganges von der Function entsprechend in Luft zeigen.

(64) Um zum gleichen Ausgangswerthe zu gelangen,

multipliciren wir die Werthe für CO_2 mit 1,36 und erhalten so

p	ϵ in Luft	$\epsilon \cdot 1,36$ in CO_2
750	7,5	7,5
500	8,1	8,0
350	7,8	7,4
150	5,8	4,8
50	2,9	2,2
25	2,0	1,3

Es erscheint unwahrscheinlich, dass die Differenz dieser beiden Reihen eine der Natur der Sache entsprechende ist; vielmehr wird sie wohl nur auf Messfehlern beruhen.

b) Die Potentialdifferenz.

(65) Die gemessenen Potentialdifferenzen liegen sehr unregelmässig vor; sie erinnern in ihrem Verhalten an die entsprechenden Grössen in feuchter Luft. Doch zeigen einige Reihen genügend constantes Verhalten und diese erweisen, dass die Spannung bis in Gegend von 10 mm ungefähr constant ist, und dann mit dem Druck rasch kleiner wird.

Wir setzen wie früher

$$V = \frac{b}{c} - \frac{b}{p + c}.$$

Fixiren wir $V(750) = 0,71$; $V(50) = 0,47$, so wird

$$b = 20,4$$

$$c = 28$$

und wir haben

$$V = 0,73 - \frac{20,4}{p + 28}.$$

Die aus der Formel berechneten Werthe seien mit einigen Mittelwerthen der Beobachtung zusammengestellt:

p	berechn.	Mittelw.	Diff.
750	0,71	—	
430	0,69	0,71	0,02
250	0,66	0,67	0,01
100	0,57	0,58	0,01
60	0,50	0,51	+0,01
11	0,18	0,13	-0,05
1	0,03	0,05	+0,02

Darnach giebt die Formel auch hier in dem ganzen Gebiete den Gang der Potentialdifferenz wieder. Die berechneten Werthe liegen überall zwischen den beobachteten. Die ersteren scheinen etwas rascher abzunehmen als letztere.

e) Der Widerstand.

(66) Die mit den aus der Formel gefolgerten Potentialen und den Mittelwerthen der Stromstärke berechneten Widerstände ergaben das Bild:

p	w in 10^9 Ohm	p	w in 10^9 Ohm
737	1,25	65	2,7
540	1,20	35	3,1
440	1,19	22	3,3
351	1,29	11	2,8
159	1,7	1	1,2

Der Widerstand zeigt auch hier ein schwaches Minimum in der Gegend des Maximums der Stromstärke und ein Maximum in der verlangten Gegend von $p = 28$ mm. In dem untersuchten Intervalle ändert sich ebenso der Widerstand bis ungefähr zum Dreifachen seines kleinsten Werthes.

VII. Die Messungen an Wasserstoff. (Fig. 6.)

(67) Gaben schon die Messungen in CO_2 für die Potentiale sehr verschiedene Werthe, so schien diese Unsicherheit in Wasserstoff ausserordentlich gesteigert. Es konnten manchmal mehrere Tage nacheinander aufgenommene Beobachtungen nicht verworther werden, weil bei Atmosphärendruck die beobachteten Potentiale nicht 0,05 Volt erreichten, während andere Reihen Spannungen ungefähr derselben Grösse als in Luft und CO_2 zeigten. Durch Unterschiede der Strahlung konnten diese Differenzen nicht hervorgerufen werden, wie Vergleichen mit dem Fluoreszenzschirm zeigten. Auch waren die gleichzeitig gemachten Galvanometerbeobachtungen gar nicht so abweichend voneinander. Die Ursache dieses Verhaltens zu ergründen, wurden verschiedene Anordnungen getroffen.

(68) Es wurde gleichzeitig das Potential durch zwei nebeneinander geschaltete Elektrometer bestimmt; die Messungen stimmten genügend überein, sodass die Ursache ausserhalb des Elektrometers liegen musste.

(69) Nahe lag es, an Isolationsfehler zu denken. Es wurden daher alle Zuleitungsdrähte sorgfältig mit Wachs isolirt, das

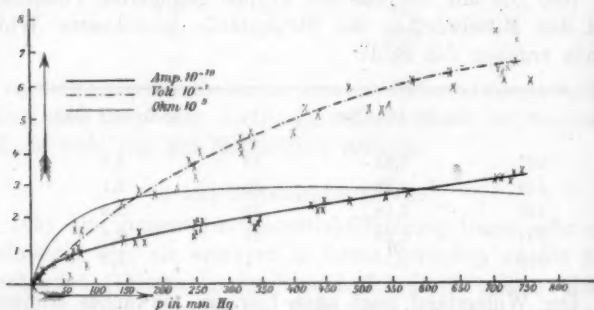


Fig. 6. Wasserstoff.

Umschalten vermieden und durch directe Verbindungen ersetzt, die in Wachs eingebettet waren. Trotz dieser Vorsichtsmaassregeln zeigte das Elektrometer denselben fehlerhaften Ausschlag.

(70) Eine Beobachtungsreihe endlich zeigt deutlich, wie im Laufe der Beobachtung für den Ausgangspunkt das

p	$e^1)$	$a^2)$	p	e	a
713	13,75	2,27	725	9,86	2,09
543	13,04	1,98	251	3,75	1,03
729	13,28	2,38	730	7,39	2,12
487	11,63	1,56	171	1,75	0,81
729	13,00	2,21	730	5,00	2,03
339	7,03	1,33			

Potential von 13,75 auf 5,00 Scalentheile abnimmt, während der beobachtete Galvanometeraus Schlag und damit nach

1) e Spannung in (2 cm) Ausschlag.

2) a Galvanometeraus Schlag in (2 cm).

früheren Betrachtungen die Stromstärke sich nur in den zugelassenen Grenzen der Beobachtungsfehler bewegt.

(71) Das so kleiner werdende Potential erreicht nach längerem Stehen bei Atmosphärendruck seinen ursprünglichen Werth wieder. Da in der Reihe zwischen je zwei Beobachtungen ein Auspumpen und Wiederfüllen des Ballons liegt, so kann das kleinere Potential in einer dieser beiden Operationen ihren Grund haben. Weil es sich nun um Wasserstoff handelt, könnte man geneigt sein zu glauben, dass für den Werth des Potentials eine oberflächliche Occlusion des Wasserstoffs und der Metallplatten maassgebend ist, da ja bekannt ist, dass die Oberflächenbeschaffenheit für die Differenz von grossem Einfluss ist. Während z. B. die Combination in Luft einmal den Werth 0,3 Volt zeigte, hatten dieselben Platten unter gleichen Umständen, nachdem die Oberflächen abgeschmirgelt waren, einen mehr als doppelt so grossen Werth.

(72) Es wäre ferner noch möglich, dass etwaige Spuren von Feuchtigkeit, die das Gas beim jedesmaligen Füllen mitbringt, die besprochene Erscheinung bedingen. Sie könnten dies einmal thun, indem sie Isolationsfehler veranlassen, oder indem thatsächlich nach dem Feuchtigkeitsgrade die elektromotorische Kraft der Zelle kleiner wird. Gegen die erste Annahme spricht die genügende Constanz des Stromes. Für die zweite Erklärung würde sprechen, dass wir sie in feuchter Luft viel kleiner und unregelmässiger fanden als in trockener Luft. Ferner hätten wir eine leichte Erklärung dafür, dass nach längerer Zeit sich das ursprüngliche Potential wiederherstellt, da das Gefäss mit P_2O_5 innerhalb des Ballons dann noch diesen letzten Rest aufgenommen hätte.

(73) Um diese Erklärung zu prüfen, wurde in die Leitung nach dem Ballon kurz vor diesem noch ein 60 cm langes Rohr eingeschaltet, von ungefähr 1 cm lichter Weite, das zur Hälfte mit P_2O_5 gefüllt war. Das Rohr hatte eine Nebenleitung, die bezweckte, dass das Gas nur in einer Richtung, und zwar in der des Füllens, das Trockenrohr passirte.

(74) Die Maassregel übte aber auf die angeführte merkwürdige Erscheinung keinen Einfluss aus, wie verschiedene Beobachtungsreihen ergaben.

(75) Wir müssen wohl demnach wieder zu der Erklärung zurückkehren, dass für dieses Verhalten eine durch Variation des Druckes sich ändernde Oberflächenbeschaffenheit der Metallcombination maassgebend ist, und zwar müssen wir dann annehmen, dass eine grössere Wasserstoffocclusion eine grössere elektrische Differenz der Metalle bedingt.

Trotz der grossen Aenderungen der Potentialdifferenz wird die Stromstärke nur wenig beeinflusst. Bei der angewandten Strahlung und Wasserstoff müssen also schon kleine Potentiale den „Grenzstrom“ hervorrufen. Die früher (p. 211) erwähnte Reihe zeigt nun, dass in der That mit wachsender elektromotorischer Kraft die Stromstärke nur wenig zunimmt; die Variation beträgt darnach mit dem 90-fachen des Potentials nur wenig mehr als die Verschiedenheit der Ausschläge während einer Messung. Es wird hiernach verständlich, dass mit dem früher besprochenen Schwanken der Spannung die Stromstärke nur wenig beeinflusst wird, oder der Widerstand beinahe proportional der Potentialdifferenz ist.

(76) Nach dem bisher Gesagten muss es sehr schwierig erscheinen, sich sowohl vom Gange des Potentials, als auch der Stromstärke mit dem Drucke ein Bild zu machen. Nach den früheren Bemerkungen (40) kann man nun die Stromstärke aus den Condensatorbeobachtungen mit ziemlicher Genauigkeit angeben, wenn sie hinreichende Uebereinstimmung zeigen, mögen auch die gleichzeitig gemessenen Potentiale erheblichen Schwankungen unterliegen. Das setzt uns in den Stand, aus Beobachtungsreihen, in denen die Galvanometerausschläge hinreichend übereinstimmend sind und die Aenderung des Potentials 50 Proc. nicht übersteigt, ein für die vorliegenden Verhältnisse immerhin noch gutes Bild der Aenderung der Stromstärke mit dem Druck zu gewinnen.

(77) Auf diese Weise können wir über die Potentialdifferenz noch nichts aussagen, da sie für einen Druck nur insofern als Constante scheint, wenn die Metallcombination nach jedem Auspumpen und Füllen des Ballons bei dem Drucke längere Zeit gestanden hat. Die Messung wurde so vorgenommen, dass man von höheren Drucken zu tieferen überging und dabei möglichst wenig Zwischenmessungen des Potentials für den Ausgangswerth machte. Die dadurch verlorene Controle musste

ersetzt werden durch eine grosse Anzahl von Beobachtungsreihen, aus denen dann die entsprechenden am besten übereinstimmenden und grössten Werthe ausgewählt wurden. Die Methode musste darnach soweit geändert werden, dass die gleichzeitige Condensatormessung unterlassen wurde. Die Beziehung der Condensatormessung zur Potentialdifferenz wurde dadurch zu Stande gebracht, dass es gelang einige Beobachtungsreihen zu erhalten, die gleichzeitig gemessene Potentiale und Galvanometerbeobachtungen so enthielten, dass der Gang des Potentials Uebereinstimmung mit den anderen Reihen zeigte.

Aus der grossen Anzahl Beobachtungsreihen seien im Folgenden nur einige Mittelwerthe angegeben.

a) Die Potentialdifferenz. (Fig. 6.)

(78) Ueberraschenderweise ist der Gang des Potentials hier ziemlich verschieden von dem in Luft und CO_2 . Während dort das Potential über einer grossen Druckänderung hin ungefähr constant bleibt, fällt es hier von Anfang an stark und stetig mit dem Druck. Die Gestalt der Curve lässt Zweifel bestehen, ob der Gang durch dieselbe Formel darstellbar sein wird, die uns schon früher dazu diente. Für Atmosphärendruck liegen die Potentiale innerhalb derselben Grenzen, wie bei Luft und CO_2 , nämlich zwischen 0,56 und 0,75 Volt.

Wenden wir die frühere Formel an

$$V = \frac{b}{c} - \frac{b}{p + c},$$

und es sei

$$V(320) = 0,45, \quad V(740) = 0,66;$$

dann wird

$$b = 485, \quad c = 455 \quad \text{und} \quad \frac{b}{c} = 1,07$$

oder

$$V = 1,07 - \frac{4,9}{\frac{p}{100} + 4,6}.$$

Die Uebereinstimmung der Formel mit den graphischen Mittelwerthen zeigt die Tabelle:

(79)

<i>p</i>	Mittelw. d. Beob.	ber.	Diff.	<i>p</i>	Mittelw. d. Beob.	ber.	Diff.
740	0,66	—	—	200	0,32	0,33	—0,01
700	0,65	0,65	0,00	100	0,17	0,19	—0,02
500	0,57	0,56	0,01	40	0,07	0,09	—0,02
400	0,51	0,50	0,01	0	0	0	—

b) Die Stromstärke. (Fig. 6.)

(80) Wie das Potential, so verhält sich auch der Gang der Stromstärke sichtlich anders als in den vorerwähnten Gasen. Die Stromstärke bei Atmosphärendruck und derselben Strahlung wie bei den früheren Untersuchungen ist in Wasserstoff etwa halbmal so gross wie in Luft und CO_2 .

<i>p</i>	<i>i</i> in 10^{-10} Amp.	$\sqrt{p} : (i \cdot 10)$	<i>p</i>	<i>i</i> in 10^{-10} Amp.	$\sqrt{p} : (i \cdot 10)$
750	2,28	1,20	67	0,70	1,18
542	1,95	1,21	44	0,51	1,29
472	1,80	1,21	14	0,25	1,4
339	1,48	1,23	6	0,07	
171	1,15	1,14	3,3	0,00	
157	1,02	1,23			

Mit dem Drucke nimmt sie dann von hier an stetig ab, ohne, wie die früheren Gase, in dem untersuchten Intervalle ein Maximum zu haben. Sowohl das Potential als auch die Stromstärke verhalten sich über das ganze untersuchte Gebiet also so wie dieselben Grössen bei Luft und CO_2 bei kleinen Drucken etwa zwischen 0 und 80 mm. Da nach der theoretischen Ueberlegung für kleine Drücke gelten muss $i = k\sqrt{p}$, wo k eine Constante ist, was wir bei Luft und angenähert bei CO_2 bestätigt fanden, und welches Gesetz, wie die letzte Columnne zeigt, auch hier für das ganze Gebiet gültig ist, so folgt daraus, dass die q der Entwicklung, also die Grösse der Ionisation in Wasserstoff viel kleiner ist, als in Luft und CO_2 . Es befinden sich für Wasserstoff bei Atmosphärendruck danach in der Volumeneinheit etwa ebensoviel Ionen als für Luft und CO_2 bei 80 mm Druck, da in den

in Rede stehenden Gebieten das zweite Glied der Formel für i vernachlässigt werden darf.

(81) Nimmt man aus den Quotienten der letzten Reihe ausser für die kleinsten Werthe der Stromstärke das Mittel, so kann man die Stromstärke darstellen:

$$i = \sqrt{p} : 12,1 = 0,0826 \cdot \sqrt{p}$$

und es werde die so berechnete Stromstärke verglichen mit der interpolirten in folgenden Werthen.

(82)

p	beob.	ber.	Diff.
740	2,27	2,26	0,01
600	2,06	2,03	0,03
400	1,65	1,66	- 0,01
200	1,18	1,17	0,01
100	0,82	0,83	- 0,01
40	0,50	0,53	- 0,03
20	0,32	0,37	- 0,05

Daraus erschen wir, dass die Formel genügende Uebereinstimmung mit den graphischen Mittelwerthen zeigt, den Gang der Stromstärke im untersuchten Gebiete also darstellt.

c) Der Widerstand.

(83) Da es uns geglückt ist, sowohl die Potentialdifferenz als auch die Stromstärke in genügender Uebereinstimmung mit den Beobachtungen durch Formeln darzustellen, können wir für den Widerstand sofort die Formel angeben:

$$(84) \quad w = V : i = \frac{1,07 - \frac{4,9}{p : 100 + 4,6}}{0,00826 \sqrt{p}} \cdot 10^9 \text{ Ohm.}$$

Nach früherem muss der Widerstand für $p = c = 460$ ein Maximum haben. Dieses Maximum, das dem Maximum bei 10 mm in Luft und CO_2 entspricht, sehen wir auch in folgender Zusammenstellung des nach obiger Formel berechneten Widerstandes.

p	$w = 10^9 \text{ Ohm}$	p	$w = 10^9 \text{ Ohm}$
740	2,92	400	3,01
600	3,00	200	2,76
450	3,01	40	1,69

Darnach kann der Widerstand zwischen 600 und 300 mm als constant gelten, um nach höheren und niederen Drucken zu klein zu werden.

Verglichen mit dem Gang des Widerstandes bei Luft und CO_2 fällt zuerst der grössere Werth auf. Der Gang ist,

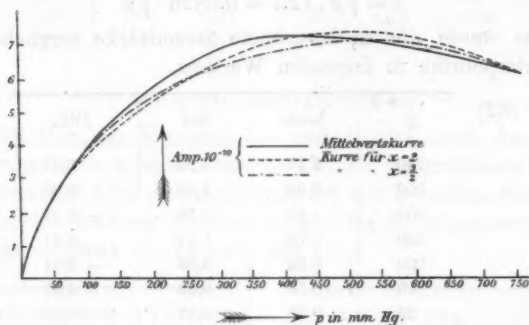


Fig. 7.

wie die Anwendbarkeit derselben Formeln für i und V zeigt, derselbe wie dort bei kleinen Drucken, nur dass das dort unsicher zu erkennende Maximum bei ungefähr 10 mm hier bei dem weit höheren Drucke von 460 mm liegt.

VIII. Vergleichung der Leitfähigkeit der drei Gase bei Atmosphärendruck.

Um die Ströme in den einzelnen Gasen bei dem Ausgangswerthe des Druckes zu vergleichen, wurden einige Messungen so vorgenommen, dass am Schluss der Reihe wieder das Gas der ersten Messung untersucht wurde. Stimmt dann erste und letzte Beobachtung genügend überein, so durfte wohl für die gemessenen Werthe gleiche Strahlung vorausgesetzt werden. Als Mittelwerth wurde gefunden:

(85)

	i	V
Luft	1	1
CO_2	1,15	0,97
H	0,46	0,91

Darnach verhalten sich die reciproken Widerstände, also die Leitfähigkeiten von Luft, CO_2 und H, wie

$$1:1,18:0,50.$$

Man vergleiche damit das Verhältniss

$$1:1,2:0,5,$$

das Rutherford für dieselben Grössen in seiner früher (p. 198) erwähnten Arbeit fand.

IX. Vergleichung der Formel für die Stromstärke mit den Beobachtungen. (Fig. 7.)

(86) Zur Vergleichung der quantitativen Uebereinstimmung des Ganges der Stromstärke, wie er nach der Formel folgt:

$$i = A \sqrt{p} \left(1 - \frac{B p^{x+1/2}}{\left(\frac{b}{c} - \frac{b}{p+c} \right)^2} \right),$$

und nach den Beobachtungen sich darstellt, wurden die Constanten A und B aus zwei Beobachtungen bestimmt. Für x wurde, wie wir früher schon angaben, einmal $\frac{3}{2}$ und dann 2 gesetzt. Nehmen wir zur Vergleichung die Beobachtungen an trockener Luft, die das gleichmässigste Verhalten zeigen, so wollen wir wählen:

$$i \cdot 10^{10} = 6,26 \text{ Amp. für } p = 750 \text{ mm.}$$

Der Werth A folgt als reciproker Mittelwerth der Quotienten $\sqrt{p}:i$ auf p. 226 bei kleinen Drucken, also:

$$A = \frac{1}{2,5} = 0,4.$$

Setzen wir $x = \frac{3}{2}$, so haben wir dann:

$$B = 0,455 \cdot 10^{-6}$$

und für $x = 2$:

$$B = 0,166 \cdot 10^{-7}.$$

Die Formel wird dann einmal:

$$i(x = \frac{3}{2}) = 0,4 \sqrt{p} \left(1 - \frac{p^3 \cdot 0,455 \cdot 10^{-6}}{\left(0,78 - \frac{7,8}{p+10} \right)^2} \right)$$

oder

$$(87) \quad i(x = \frac{3}{2}) = 0,4 \sqrt{p} \left(1 - \frac{0,455 \cdot 10^{-6} (p+10)^3}{0,78^2} \right)$$

und

$$(88) \quad i(x = 2) = 0,4 \sqrt{p} \left(1 - \frac{0,166 \cdot 10^{-7} (p+10)^3 \cdot \sqrt{p}}{0,78^2} \right).$$

Beide Formeln geben die Stromstärke in 10^{-10} Amp. Folgende Tabelle (Fig. 7) zeigt die berechneten und graphisch interpolirten Werthe zusammengestellt:

(89) p	i		
	$x = \frac{1}{2}$	$x = 2$	Mittelwerthe der Beobachtungen
750	—	—	6,26
600	7,09	7,38	7,02
500	7,23	7,51	7,19
450	7,17	7,47	7,38
200	5,62	5,56	5,70
100	3,96	4,00	4,01

Darnach schliessen sich beide Formeln den Beobachtungen ziemlich gut an, wenigstens sind die Abweichungen von den Mittelwerthen geringer als die der einzelnen Beobachtungen unter sich. Die Werthe der Berechnung für $x = 2$ kommen den beobachteten Mittelwerthen etwas näher. Die Formeln zeigen das Maximum allerdings etwas höher als die interpolirten Werthe; jedenfalls stimmen aber Formeln und Messung soweit überein, dass wir die bei der Ableitung gemachten Voraussetzungen als bestätigt ansehen können, dass also die untersuchten elektrischen Vorgänge durch elektrisch geladene Ionen verursacht werden, deren Anzahl bei kleinem Druck entsprechend dem Dissociationsgesetz mit der Quadratwurzel aus der Dichtigkeit wächst.

X. Resultate.

(90) Das Ergebniss der in der Arbeit ausgeführten Untersuchungen ist darnach, dass

1. die Luftfeuchtigkeit auf die zwischen den untersuchten Metallen Al und Cu durch Röntgenstrahlen erregten elektrischen Ströme und deren Aenderung mit dem Gasdruck keinen wesentlichen Einfluss ausübt;
2. diese auch den Gang der Spannung zwischen den beiden Metallen nicht wesentlich ändert, wahrscheinlich auch ohne Einfluss auf die Grösse derselben ist;

3. sich in allen untersuchten Gasen der Gang der Spannung durch die zweiconstantige Formel

$$V = \frac{b}{c} - \frac{b}{p+c} = \frac{bp}{c(p+c)}$$

darstellen lässt, wo b/c die Spannung bei grossem Druck, c der Druck ist, bei welchem der Widerstand ein Maximum hat, wenn sich in der Nähe von c die Stromstärke mit der Quadratwurzel aus dem Drucke ändert;

4. in allen untersuchten Gasen der Gang der Stromstärke angenähert durch die zweiconstantige Formel

$$i = A\sqrt{p} \left(1 - \frac{Bp^{x+1/2}}{p^2} \right)$$

dargestellt wird, wo man x am besten gleich 2 setzt (für Wasserstoff wird B im untersuchten Intervall verschwindend klein);

5. die Leitfähigkeit von Luft, CO_2 und H_2 bei Atmosphärendruck sich verhält wie

$$1 : 1,18 : 0,50;$$

6. auf die Grösse der Spannungsdifferenz in Wasserstoff wahrscheinlich eine geringe Occlusion des Wasserstoffs in den Metallplatten von Einfluss ist.

(91) Schliesslich können wir noch einen ungefähren Werth angeben für das Verhältniss der Dissociirbarkeit des Wasserstoffs zu derjenigen der Luft. Für dieselbe Strahlung wie in der Messung in trockener Luft würden wir für Wasserstoff haben nach (85)

$$i = \frac{6,26}{2} \sqrt{\frac{p}{750}}.$$

Setzen wir für Wasserstoff für q (p. 201)

$$q_1 = \alpha \cdot k_1 \sqrt{p},$$

für Luft

$$q = \beta \cdot k \sqrt{p},$$

so sollen α und β die Factoren sein, die der Abhängigkeit der q von der Strahlung Rechnung tragen; k und k_1 stellen danach die Anzahl (A) der Ionen dar, die durch dieselbe Strahlung in der Volumeneinheit erzeugt werden für die Einheit des Druckes, und k_1/k giebt an, wie viel mal mehr Ionen in

Wasserstoff bei demselben Druck und derselben Strahlung erzeugt werden als in Luft. Es ist mit obigem Werth

$$K = \frac{k_1}{k} = \frac{A \text{ (in Wasserstoff)}}{A \text{ (in Luft)}} = \frac{6,26 \cdot 2,5}{2 \cdot \sqrt{750}} = 0,29.$$

Für Kohlensäure haben wir dagegen ungefähr dieselbe Dissociirbarkeit wie für Luft, d. h. K wenig von 1 verschieden.

Jena, Physikal. Institut, März 1899.

(Eingegangen 8. März 1899.)

5. *Ein elektrolytischer Stromunterbrecher;*¹⁾ *von A. Wehnelt.*

Einleitung. I. Einfluss der verschiedenen Theile des Stromkreises auf den Unterbrecher. II. Vorgang an der activen Elektrode. III. Untersuchung der Gasschicht an der activen Elektrode. IV. Stromkurven des Unterbrechers. V. Versuch einer Erklärung der Unterbrecherwirkung. VI. Andere Formen des Unterbrechers. VII. Construction des Unterbrechers. VIII. Anwendungen des Unterbrechers.

Die eigenthümlichen Licht- und Wärmeerscheinungen, welche unter Anwendung hoher Stromdichten an relativ kleinen Elektroden auftreten, bildeten seit langem einen Gegenstand lebhaften Interesses. Zuerst hat sich wohl H. Davy, später neben vielen anderen Forschern G. Planté in ganz hervorragender Weise mit diesem Gegenstande befasst, da ihm in seinen Secundärelementen eine Stromquelle von ungleich grösserer elektrischer Energie zur Verfügung stand, als den älteren Forschern. An neueren Arbeiten, die sich eingehend mit diesem Gegenstande beschäftigten, erwähne ich diejenigen der Herren F. Richarz²⁾, K. R. Koch und A. Wüllner³⁾ und W. Ziegler.⁴⁾ Das Verdienst, diese Wärmeerscheinungen zum ersten Male praktisch und zwar für ein elektrisches Schweiss- und Härteverfahren verwerthet zu haben, gebührt den Herren Lagrange und Hoho.⁵⁾

Bei der Wiederholung der Versuche von Lagrange und Hoho war mir das summende Geräusch aufgefallen, das entstand, wenn die kleinere von zwei Elektroden (z. B. ein dünner Platindraht und eine grosse Bleiplatte in verdünnter Schwefel-

1) A. Wehnelt, Elektrotechn. Zeitschr. Heft 4, p. 76. 1899.

2) F. Richarz, Wied. Ann. 39. p. 71 u. 72, 83—85. 1890; 47. p. 579—582. 1892; 63. p. 261—267. 1897.

3) K. R. Koch u. A. Wüllner, Wied. Ann. 45. p. 475 u. 759 ff. 1892.

4) W. Ziegler, Inaug.-Diss., Greifswald 1897.

5) Lagrange u. Hoho, Lum. él. 52. p. 113. 1894.

säure) mit dem negativen Pole einer kräftigen Stromquelle verbunden war. Dass dieses summende Geräusch einer Unstetigkeit des den Apparat durchfliessenden Stromes entspricht, hatte Hr. F. Richarz¹⁾ bereits durch Anlegung eines Telefons an einen Theil des Stromkreises gezeigt.

Die Eigenart der ganzen Erscheinung, sowie die bei Wiederholung des eben erwähnten Versuches von Hr. F. Richarz beobachtete Stetigkeit und Höhe des Tones veranlassten mich, zu untersuchen, welchen Charakter der elektrische Strom beim Eintritt der Leuchterscheinungen an der kleineren Elektrode annimmt. Der Strom könnte erstens entweder zwischen zwei Intensitätsgrenzen hin- und herschwanken, oder er könnte zweitens einem vollkommen unterbrochenen, also von einem Maximalwerth bis zu Null schnell abfallenden Strom entsprechen.

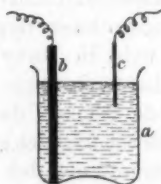


Fig. 1.

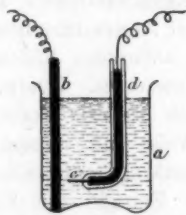


Fig. 2.

Ist die letztere Annahme die richtige, findet also eine vollkommene Unterbrechung des Stromes statt, so muss eine elektrolytische Zelle mit einer sehr kleinen negativen und einer grossen positiven Elektrode an Stelle des Unterbrechers eines Inductoriums geschaltet, beim Steigern der Stromstärke bis zum Eintritt der Leuchterscheinung genau dieselben Resultate geben, wie ein gewöhnlicher Unterbrecher.

Benutzt wurde zunächst zu den im Folgenden beschriebenen Versuchen ein Becherglas (a) mit verdünnter Schwefelsäure (Fig. 1). Die Elektroden bestanden aus einer Bleiplatte (b) und aus einem dünnen Platindraht (c), der von oben in die Flüssigkeit eingeführt wurde (vgl. Fig. 1). Das bei Stromdurchgang auftretende heftige Spritzen veranlasste, den Apparat so abzuändern (Fig. 2), dass der Platindraht (c) in eine Glas-

1) F. Richarz, Wied. Ann. 39. p. 71 u. 72. 1890; 47. p. 581. 1892.

röhre (*d*) eingeschmolzen wurde, aus der er nur wenige Millimeter herausragte. Mit Hülfe dieser Glasröhre konnte der Platindraht so tief in den Elektrolyten gesenkt werden, dass kein Umherspritzen der Säure mehr erfolgte. Die Stromzuleitung zum Platindrahte bildete Quecksilber.

Diese Zelle wurde, wie Fig. 3 zeigt, an Stelle des Unterbrechers eines grösseren Inductoriums (30 cm Funkenlänge) geschaltet und zwar derart, dass die kleine Platinelektrode (vgl. Fig. 2) die negative Elektrode bildete. In Fig. 3 bedeutet *J* den Inductor, *G* den Condensator, *U* den Unterbrecher, *S* die Stromquelle. Als Stromquelle diente eine Accumulatoren-batterie bis zu 60 Zellen.

Der Strom wurde zuerst so schwach gewählt, dass die Elektrolyse in gewöhnlicher Weise in der Zelle eintrat. Wurde nun die Spannung gesteigert, so trat in demselben Augenblick, in welchem an der kleineren Elektrode die Leuchterscheinung einsetzte, zwischen Spitze und Platte der Secundärspule des Inductoriums ein schwacher, unregelmässiger Funkenstrom ein. Die *active Elektrode*, wie ich von jetzt ab mit Lagrange und Hoho die kleinere Elektrode, an der die Leucht- und Wärmeerscheinungen eintreten, nennen will, war bei diesem Versuche von einer sehr stark leuchtenden blauen Hülle umgeben, während ohne Einschalten des Inductoriums die blaue Hülle nur sehr schwach war. Der Ton der jetzt von der Zelle ausging, war wesentlich tiefer als derjenige, wenn das Inductorium nicht eingeschaltet war. Die active Elektrode wurde bei Anwendung hoher Spannungen (ca. 110 Volt) sehr bald glühend und schmolz ab.

Das wesentlich andere Aussehen der Erscheinung an der negativen Elektrode, sowie die Aenderung des Tones bei Einschaltung des Inductors liessen vermuthen, dass auch diejenigen Erscheinungen, die an positiven Elektroden durch hohe Stromdichten entstehen, durch Einschaltung eines Inductoriums eine Aenderung erfahren würden. Zu diesem Zwecke wurde

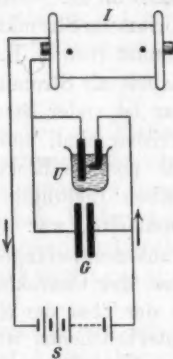


Fig. 3.

die Zelle derart geschaltet, dass in ihr der Strom von der Platinspitze (c) (Fig. 2) zur Bleiplatte (b) ging. *Die active Elektrode also zur positiven wurde.*

Das Resultat war überraschend. Bei Einschaltung des Stromes (ca. 100 Volt) entstand momentan zwischen Spitze und Platte des Inductorium ein intensiver Lichtbogen, der sich, wenn Spitze und Platte bis zu ca. 25 cm voneinander entfernt wurden, in einen Funkenstrom von zahllosen ineinandergeflochtenen Funken auflöste. Die Erscheinung an der activen Elektrode war eine wesentlich andere, als sie ohne Inductorium sonst an der positiven Elektrode auftritt. Während ohne Inductorium im Stromkreise die positive Elektrode einfach zum Glühen kommt (von K. R. Koch und A. Wüllner in der oben citirten Arbeit als Stromumschlag bezeichnet), ohne dass ein Ton hörbar ist, oder Stromschwankungen durch ein Telephon nachweisbar sind, und der Strom dabei sehr schwach ist, war jetzt die positive Elektrode von einer stark leuchtenden röthlichgelben Lichthülle umgeben. Der Ton, den die Zelle dabei aussandte, war ausserordentlich hoch und klar. Die starken Funkenentladungen am Inductorium beweisen ohne weiteres, dass der Charakter des Stromes in der elektrolytischen Zelle in der That der eines ausserordentlich regelmässig und schnell unterbrochenen ist.

Die glänzenden Erscheinungen bei diesem Versuche veranlassten mich, die Wirksamkeit des *elektrolytischen Unterbrechers*, wie ich den Apparat (Fig. 2) nun nennen möchte, auch an kleineren und grösseren Inductorien zu probiren. Der Erfolg war überall der gleich gute. Bei kleineren Inductorien war sogar eine bedeutende Steigerung der Funkenlänge erreichbar.

Im Verlaufe weiterer Versuche ergab sich noch, dass die Unterbrechungen noch exacter und regelmässiger waren, wenn man den Condensator der Inductorien nicht benutzte, sondern einfach Stromquelle, Unterbrecher und Inductorium hintereinander schaltete.

Der Einfluss, den das Einschalten einer Inductionsspule auf die ganze Erscheinungsform ausübt, veranlasste mich, den Vorgang an der activen Elektrode näher zu untersuchen. Im Folgenden theile ich einige der bisher erhaltenen Resultate mit.

I. Einfluss der verschiedenen Theile des Stromkreises auf den elektrolytischen Unterbrecher.

1. Einfluss der Selbstinduction.

Wie aus dem Versuch mit dem Inductorium folgt, ist die Selbstinduction das Bedingende für den Eintritt der stromunterbrechenden Wirksamkeit an der activen Elektrode. Ich möchte zunächst noch einmal die Erscheinungen, die ohne Selbstinduction an den activen Elektroden entstehen, denen gegenüber stellen, die mit Selbstinduction im Stromkreise entstehen für den Fall, dass ein Platindraht als active Elektrode, ein Bleiblech als zweite Elektrode in einem Gefäss mit verdünnter Schwefelsäure dienen. Die benutzte Spannung ist zu 110 Volt angenommen.

A. Ohne Selbstinduction.

a) *Active Electrode negativ.* Beim Eintauchen des Platindrahtes bildet sich um den Platindraht eine schwach bläuliche Hülle. Man hört einen sehr hohen Ton. Bei Anlegung eines Telephons an einen im Stromkreise befindlichen Widerstand hört man ein lautes Rauschen. Der Strom ist relativ schwach. Der Draht kommt bald zum Glühen und schmilzt ab (Lagrange und Hoho¹⁾).

b) *Active Elektrode positiv.* Der Platindraht geräth sofort in Rothglut (Stromumschlag K. R. Koch und A. Wüllner.²⁾ Der Strom ist viel schwächer als bei a) und ganz continuirlich. Es steigen nur wenige Blasen empor, aus denen beim Zerplatzen an der Oberfläche Wasserdampf austritt.

B. Mit Selbstinduction.

a) *Active Elektrode negativ.* Die Leuchterscheinung ist viel intensiver, der Strom stärker. Der Ton ist tiefer. Die Elektrode wird leicht glühend, schmilzt ab und wird selbst schon bei geringeren Spannungen (24 Volt) stark zerstäubt.

b) *Active Elektrode positiv.* Der Platindraht geräth nicht in Gluth, sondern es bildet sich um ihn eine leuchtende, röthlich gelbe Hülle glühenden Gases. Die Stromstärke ist gross und wird schnell und exact unterbrochen. Selbst bei Spannungen von 220 Volt kommt der Draht nicht zum Schmelzen.

1) Lagrange u. Hoho, l. c.

2) K. R. Koch u. A. Wüllner, l. c.

Aus dieser kurzen Zusammenstellung ist zu ersehen, dass, für den Fall, wo die active Elektrode *positiv* ist, die *Selbstinduction das Bedingende der Unterbrechungserscheinungen* ist, während im anderen Falle (active Elektrode *negativ*) auch ohne Selbstinduction im Kreise Stromunterbrechungen stattfinden, die jedoch bei weitem nicht so exact und regelmässig (vgl. weiter unten) sind, als wenn die active Elektrode *positiv* ist. Im Folgenden ist unter *activer Elektrode*, wenn nichts Besonderes bemerkt wird, stets die *positive Elektrode* zu verstehen.

Besonders bemerkenswerth ist der Einfluss der Grösse der Selbstinduction auf die Unterbrechungszahl (Tonhöhe) des Unterbrechers.

Die Tonhöhe bei Anwendung verschiedener Inductorien ist eine ganz verschiedene, und zwar ist sie *bei kleinen Inductorien bedeutend grösser als bei grösseren Inductorien.*

So war z. B. die stroboskopisch gemessene Zahl (vgl. p. 240) der Unterbrechungen bei 110 Volt Spannung und dem für jeden Inductorium als normal bezeichneten Strom bei einem Inductorium:

- | | | | | | | | |
|----|-----|------|-------------|------|------|--------|---------|
| 1. | Für | 3 cm | Funkenlänge | über | 2000 | in der | Secunde |
| 2. | „ | 30 „ | „ | „ | 800 | „ | „ |
| 3. | „ | 50 „ | „ | „ | 200 | „ | „ |

Belastet man die secundäre Spule eines Inductoriums mehr und mehr durch Verkürzung der Funkenstrecke, so wird dadurch die Selbstinduction der primären Spule verkleinert und es steigt demgemäss die Unterbrechungszahl. Bei Inductorien mit starker Secundärbewickelung, wie die meisten älteren Instrumente sie besitzen, tritt mitunter dann plötzlich der Stromumschlag, d. h. Aussetzen des Unterbrechers durch Glühendwerden der Elektrode, ein. *Ein kurzes Aus- und dann wieder Einschalten des Stromes lässt den Unterbrecher sofort wieder ansprechen.*

Sehr schön wird der Einfluss der Selbstinduction durch die folgenden Versuche erläutert:

Schaltet man in den Stromkreis des Unterbrechers eine Magnetisirungsspule von ca. 1000 Windungen, so giebt dieselbe ohne Eisenkern eine als Ton wahrnehmbare Folge von etwa 200 Unterbrechungen pro Secunde. Führt man in

die Spule jedoch einen aus Drähten bestehenden Eisenkern, so erhält man einzeln zählbare Stromstösse. Schiebt man andererseits über eine längere Spule mit hoher Selbstinduction einen Messingcylinder, so steigt die Unterbrechungszahl bedeutend. Der Messingcylinder wird dabei durch die in ihm entstehenden Inductionsströme in kurzer Zeit ausserordentlich heiss. Ist der Messingcylinder sehr starkwandig und ebenso lang wie die Spule, so setzt der Unterbrecher aus, sobald sämtliche Windungen der Spule innerhalb des Cylinders liegen.

2. Einfluss von Stromstärke, Spannung und Widerstand und Stromart.¹⁾

Die Stromstärke nimmt zu mit der Oberfläche der activen Elektrode, ist ihr jedoch nicht proportional. Vergrössert man bei sonst unveränderten Verhältnissen im Stromkreise nur die Oberfläche der activen Elektrode und berechnet dann aus der mit einem Hitzdrahtampèremeter gemessenen Stromstärke und der gemessenen Drahtoberfläche die Stromstärke pro Quadratmillimeter, so erkennt man, dass die Stromdichte geringer wird bei Vergrösserung der Drahtoberfläche. Die folgende Tabelle zeigt dies Verhalten deutlich.

Tabelle.

Stromstärke in Ampères am Hitzdraht- ampèremeter abgelesen	Länge der activen Elektrode	Ampère pro qmm Ober- fläche	Stromstärke in Ampères am Hitzdraht- ampèremeter abgelesen	Länge der activen Elektrode	Ampère pro qmm Ober- fläche
14,08	7,1	0,62	11,68	9,3	0,8
12,88	6,0	0,66	10,60	8,0	0,87
11,52	5,0	0,71	9,36	7,0	0,9
9,84	4,0	0,75	8,52	6,0	0,93
8,8	3,0	0,87	7,52	5,0	0,98
6,8	2,2	0,93	6,20	4,0	1,00
			5,16	3,0	1,1

1) Stromstärke, sowohl wie Spannung, wurden stets mit Präcisions-
hitzdrahtinstrumenten gemessen, da alle elektromagnetischen Instrumente
für so hohe Unterbrechungszahlen absolut untauglich sind. Die an-
gegebenen Stromstärken und Spannung sind also stets effectiv.

Bei dünneren Elektroden ist die Stromdichte im allgemeinen von vornherein eine höhere, als bei dickeren Elektroden.

Zur Erhöhung der Stromstärke kann man statt die Drahtoberfläche zu vergrössern, auch nebeneinander mehrere active Elektroden in die Flüssigkeit setzen und beliebig viele davon parallel schalten. Es ist eigenthümlich, dass in diesem Falle der Strom genau so exact unterbrochen wird, als ob nur eine Elektrode vorhanden ist. Selbst ganz verschieden grosse Elektroden verursachen keine Störung, sondern es sucht sich jede Elektrode den ihr zugehörigen Stromantheil selbständig aus.

Da die Unterbrecherwirkung der activen Elektrode erst bei einer bestimmten kritischen Stromdichte beginnt, so bewirken alle diejenigen Umstände, welche das Eintreten dieser kritischen Stromdichte befördern, eine Erhöhung der Unterbrechungszahl. Deshalb wächst die Unterbrechungszahl 1. mit *Verminderung der Selbstinduction*, 2. mit *Erhöhung der Spannung*.

Inductionsfreie Widerstände im Stromkreise wirken nur im Sinne einer Verminderung der Spannung, also Verringerung der Unterbrechungszahl.

Betrachtet man die Leuchterscheinung an der activen Elektrode im rotirenden Spiegel, so sieht man, dass dieselbe nur eine sehr kurze Zeit andauert. Da die Leuchterscheinung ausserdem, wenigstens bei höheren Spannungen, auch recht lichtstark ist, so bietet sie ein Mittel, *nach stroboskopischer Methode die Unterbrechungszahlen zu bestimmen*. Die Vorrichtung, die ich hierfür benutzte, bestand aus einem Elektromotor, an dessen Axe einerseits eine stroboskopische Scheibe mit drei concentrisch angeordneten Reihen schwarzer Punkte war (die äusserste Reihe enthielt 21, die mittlere 20, die innere 19 Punkte), andererseits ein Tachometer zur Bestimmung der Tourenzahl befestigt war.

Die in Thätigkeit gesetzte Unterbrecherzelle wird nun möglichst dicht (bei verdunkeltem Zimmer) an die stroboskopische Scheibe herangerückt und die Geschwindigkeit des Motors durch Widerstände allmählich gesteigert, bis die mittelste Punktreihe still zu stehen scheint, während die anderen beiden Reihen langsam nach entgegengesetzten Richtungen rotiren. In diesem Augenblicke wird die Tourenzahl des Motors abgelesen. Durch einfache Rechnung findet man hieraus die

Unterbrechungszahlen. Auf diese Weise habe ich bisher Unterbrechungszahlen bis zu 2200 in der Secunde bestimmt.

Die niedrigste Spannung, bei der die Unterbrecherthätigkeit einsetzt, ist ganz von den Verhältnissen des Stromkreises abhängig. Die geringste Spannung, die ich bisher benutzen konnte, betrug 12 Volt. Eine obere Grenze für die Spannung scheint es nicht zu geben, wenigstens konnte ich noch mit 220 Volt den Unterbrecher betreiben.

Die Stromart, ob Gleich- oder Wechselstrom, ist selbstverständlich nur hinsichtlich der Elektroden von Belang. Sendet man Wechselstrom durch den Unterbrecher, so werden natürlich beide Phasen ein oder mehrere Male je nach der Selbstinduction und der Spannung im Stromkreise unterbrochen. Für den besonderen Fall, wo Wechselstrom zum Betriebe von Funkeninductorien verwendet werden soll, arbeitet der Unterbrecher, wie M. d'Arsonval¹⁾ gezeigt hat, scheinbar genau wie mit Gleichstrom. Wenigstens ist bei Funken zwischen Spitze und Platte, sowie bei Röntgenröhren stets eine ausgeprägte Stromrichtung vorhanden. Die Erklärung ist einfach die, dass

1. der Unterbrecher schwächer inductiv wirkt, wenn die active Elektrode negativ ist, als wenn sie positiv ist und dass
2. sowohl bei dem Funken zwischen Spitze und Platte, als auch in der Röntgenröhre eine bestimmte Stromrichtung die bevorzugte ist.

Hat man also für Gleichstrom die günstigsten Bedingungen für ein Inductorium festgestellt, so kann man bei sonst unveränderter Anordnung ohne weiteres auch Wechselstrom zum Betriebe anwenden. Da jedoch beide Phasen des Wechselstromes durch den Inductor gehen, so empfiehlt es sich, um unnöthige Stromvergeudung zu vermeiden, diejenige Phase, bei der die active Elektrode negativ wird, möglichst abzuschwächen, indem man die inactive Elektrode, nach L. Grätz²⁾, aus Aluminium herstellt und ausserdem noch, je nach Höhe der angewandten Spannung, einige solcher Grätz'schen Zellen vorschaltet.

Unterdrückt man diejenige Phase, während der die active Elektrode negativ wird, nicht, so wird, wenigstens bei höheren

1) M. d'Arsonval, *Compt. rend.* 9. p. 581. 1899.

2) L. Grätz, *Wied. Ann.* 62. p. 323 ff. 1897.

Spannungen, dieselbe so heiss, dass nach jedem Polwechsel an der dann positiv gewordenen activen Elektrode keine Unterbrechung mehr stattfindet, sondern der Stromumschlag eintritt. Dieser Fall ist speciell bei Betriebe von Röntgenröhren bemerkbar, da in diesem Falle sich scheinbar plötzlich die Pole vertauscht haben. Ein kurzes Ausschalten des Stromes stellt den normalen Zustand wieder her.

3. Einfluss des Elektrolytes und der Elektroden.

Der Einfluss des Elektrolytes und seiner Concentration auf den Unterbrecher wurden folgendermaassen festgestellt:

Durch Stative wurde eine active Elektrode (in Glas eingeschmolzener Platindraht), (vgl. Fig. 2. p. 234) und eine Platinplatte in ihrer gegenseitigen Stellung zueinander fixirt. Diese Elektroden bildeten mit einer Accumulatorenatterie von 48 Volt Spannung und einem Inductorium für 30 cm Funkenlänge einen unveränderlichen Stromkreis. Die Elektroden wurden darauf in eine concentrirte Lösung des zu untersuchenden Elektrolyten eingetaucht, der Strom geschlossen und dann die grösste erreichbare Funkenlänge gemessen. Hierauf wurde der Elektrolyt allmählich mit Wasser verdünnt. Die Aenderung der Funkenlänge gab somit ein relatives Maass für die Wirksamkeit des Elektrolyten.

Als Beispiel führe ich eine derartige Versuchsreihe mit verdünnter Schwefelsäure an:

Dichte der Lösung in Bé-Einheiten	40°	35°	30°	25°	20°	15°	10°	5°
Maximale Funkenlänge	9,1	9,5	10,5	14,0	14,0	13,5	12,5	10

Aus der Tabelle folgt, dass das Maximum der Wirkung für verdünnte Schwefelsäure zwischen 20 und 25° Bé entsprechend einer Dichte von 1,16—1,2 liegt. Auf diese Weise wurden noch von folgenden Elektrolyten die dem Maximum der Funkenlänge entsprechenden Concentrationen bestimmt: Pottasche, Soda-, Kali-, Natronlösung und die verdünnten Säuren (Schwefel-, Salpeter- und Salzsäure). *Von allen diesen Elektrolyten erwies sich die verdünnte Schwefelsäure von 20—25° Bé (Dichte 1,16 bis 1,2) am vorteilhaftesten.*

Um den Einfluss des Materiales der activen Elektrode festzustellen, dienten der Reihe nach solche aus Kupfer, Messing, Blei, Aluminium und Platin. Ausser dem Platin werden alle übrigen Metalle sehr schnell zerstäubt; geben jedoch auch zu Stromunterbrechungen Veranlassung. Einzig brauchbar sind daher nur Platindrähte. Den Durchmesser der Drähte wählt man passend der anzuwendenden Stromstärke nach aus. Für Stromstärken bis zu 10 Amp. reicht Platindraht von 1 mm aus. Für Stromstärken über 10 Amp. ist es besser stärkeren Platindraht zu verwenden, um einer allzu starken Erwärmung desjenigen Drahtstückes, das nicht mit dem Elektrolyt in Berührung kommt, zu vermeiden.

Um während des Betriebes die Stromstärke am Unterbrecher selbst reguliren zu können, habe ich eine regulirbare Elektrode construirt (vgl. p. 285).

Besonders wichtig für die Erklärung der Erscheinung an der activen Elektrode scheint mir ein Versuch mit sogenannter unpolarisirbarer Elektrode zu sein. Ein aus einem Glasrohr herausragendes Stückchen *Kupferdraht als active Elektrode in einer concentrirten Lösung von Kupfersulfat wirkte genau ebenso als Unterbrecher, gleichfalls unter Eintritt einer Leuchterscheinung, wie Platin in Schwefelsäure*. Der Versuch kann jedoch nur kurze Zeit fortgesetzt werden, da das Kupfer sehr schnell zerstäubt wird. *Eine sichtbare Gasentwickelung findet nicht statt, sondern von der activen Kupferelektrode geht eine Flüssigkeitsströmung nach oben, die durch suspendirtes Kupferoxyd intensiv schwarz gefärbt ist*. Die Unterbrecherwirkung tritt in diesem Falle erst bei Spannungen von ca. 30 Volt an ein.

Ebenso wichtig für eine Erklärung des Phänomens ist noch die Thatsache, dass *das Platiniren einer activen Platinelektrode bei sonst unveränderten Bedingungen im Stromkreise nicht den geringsten Einfluss auf die Unterbrechungszahl hat* (vgl. p. 259).

Die negative Elektrode ist ohne Einfluss auf den Gang der Erscheinung; man wählt sie am besten natürlich aus einem Material, das von der Säure nicht angegriffen wird. Für verdünnte Schwefelsäure benutzte ich stets Bleiplatten als negative Elektroden. Nur in speciellen Fällen, wie weiter oben erwähnt wurde, benutzt man vortheilhafter Aluminiumelektroden.

Als active Elektroden haben sich bisher Platindrähte am besten bewährt.

4. Einfluss der Temperatur des Elektrolyten.

Um den Einfluss der Temperatur auf den Gang des Unterbrechers festzustellen wurde derselbe (Fig. 2) durch einen Bunsenbrenner langsam erhitzt und unter Einschaltung eines Induktoriums geprüft. Das Resultat war folgendes. Bis zu 70°C war kein wesentlicher Einfluss auf die Funkenlänge bemerkbar. Von dieser Temperatur ab wurde die Funkenlänge stetig geringer. Von ungefähr 95° an wurden die Unterbrechungen sehr unregelmässig und schwach. Bei Anwendung von 12 bis 24 Volt und sehr grossen Elektroden war es hingegen noch bei 100° , also dicht vor dem Siedepunkt (105°C) des Elektrolyten, möglich, recht grosse Funken zu erhalten. Beim Siedepunkt selbst hört jedoch die ganze Unterbrecherthätigkeit auf. Nur hin und wieder sind noch schwache Funken am Inductorium bemerkbar.

Bei lang dauerndem Betriebe mit grossen Stromstärken erhitzt sich der Elektrolyt im Unterbrecher nicht unwesentlich. Es ist möglich, dass er schliesslich zu solchen Temperaturen gelangt, bei denen, wie eben gezeigt, die Exactheit der Unterbrechungen Einbusse erleidet. Es empfiehlt sich daher für Dauerbetrieb eine Kühlvorrichtung anzuwenden, z. B. indem man den ganzen Unterbrecher bis beinahe zum Rande in ein grösseres Gefäss mit Wasser stellt, das man wiederum im äussersten Falle noch mit Eis abkühlen kann. Die elektrische Energie, die in dem Unterbrecher in Wärme umgesetzt wird, ist keineswegs gering. Rohe calorimetrische Bestimmungen ergaben als *Energieverlust im Unterbrecher 30 bis 80 Proc.*, je nach der Grösse der Selbstinduction und der angewandten Stromstärke und Spannung. Dieser Energieverlust, so gross er auch erscheinen mag, ist wohl kaum grösser als bei den Platin- und Quecksilberunterbrechern, worüber allerdings noch keine Messungen vorliegen.

5. Einfluss des Druckes auf den Unterbrecher.

Der Einfluss des Druckes auf den Unterbrecher wurde mit der in Fig. 4 skizzirten Anordnung untersucht. Durch

den Gummistopfen *A*, der ein umgekehrtes Pulverglas *B* luftdicht verschliesst, sind 1. die active Elektrode *C*, 2. eine an einem dicken Draht *D* befindliche Bleiplatte *E* u. 3. ein Schenkel des T-förmigen Glasrohres *F* geschoben. Die Glasröhren *C* und *F* sind dort, wo sie aus dem Stopfen in das Innere der Flasche hineinragen, etwas aufgeblasen, damit sie nicht durch Druck herausgeschoben werden. Der Gummistopfen selbst wird noch durch die aus der Fig. 4 ersichtliche Anordnung fest in die Mündung der Flasche gepresst. An das T-förmige Rohr ist einerseits ein Manometer *M*, andererseits eine Compressions- oder eine Saugpumpe angeschlossen. Das Pulverglas ist bis zu $\frac{2}{3}$ mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt.

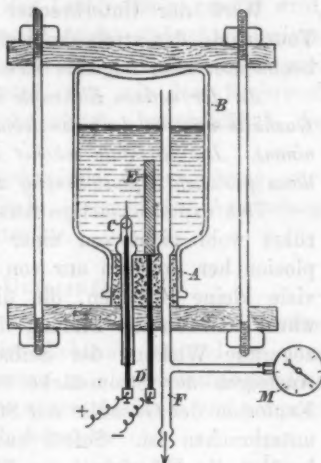


Fig. 4.

Das erhaltene Resultat ist folgendes:

1. Die Unterbrechungszahl (Tonhöhe) steigt mit abnehmendem Druck und sinkt mit zunehmendem Druck.

2. Die Stromstärke (effectiv gemessen) steigt mit dem Druck.

a) Evakuiert bis auf 60 mm Hg: $J = 1,6$ Amp.

b) Atmosphärendruck: $J = 3,2$ „

c) 2 Atmosphären Ueberdruck: $J = 6,6$ „

Die Erklärung der Zunahme von J , trotz Abnahme der Unterbrechungszahl bei Zunahme des Druckes, ergibt sich aus der verschiedenartigen Kurvenform des Stromes, worüber weiter unten berichtet wird (vgl. p. 257).

II. Vorgang an der activen Elektrode.

Um Aufschluss über den Vorgang an der activen Elektrode des elektrolytischen Unterbrechers zu erlangen, habe ich denselben stroboskopisch beobachtet. Die active Elektrode wurde mittels eines Projectionsapparates stark vergrößert auf einen Schirm projectirt. In den Strahlengang wurde eine, auf der

Axe eines Elektromotors sitzende Pappscheibe mit 6 kleinen runden Oeffnungen gestellt, um dem Licht des Projectionsapparates eine beliebige Intermittenz ertheilen zu können.

Wird der Unterbrecher in Thätigkeit gesetzt und die Tourenzahl der stroboskopischen Scheibe passend regulirt, so beobachtet man folgende Erscheinung:

An der activen Elektrode bildet sich eine langsam wachsende Gashülle aus, in der man lebhaft wirbelnde Bewegungen wahrnimmt. Die Gashülle wächst bis zu einer gewissen Grösse, um dann plötzlich explosionsartig auseinander geschleudert zu werden.

Das explosionsartige Auseinanderschleudern der Gashülle rührt wohl nicht von einer thatsächlich stattfindenden Explosion her, sondern nur von dem Zerplatzen der Gashülle in viele kleine Bläschen, die überall nach oben wandern. Es würde alsdann die Bildung der Gashülle dem durch die verzögernde Wirkung der Selbstinduction bedingten langsamen Ansteigen der Stromstärke entsprechen, während durch die Explosion der Gashülle der Strom für einen Augenblick völlig unterbrochen ist. Sofort nach der Zerstörung der Gashülle berührt die Flüssigkeit die Elektrode wieder und der Process beginnt von neuem.

III. Untersuchung der Gasschicht an der activen Elektrode.

1. Spectroskopische Untersuchung. .

Eine vorläufige, nur mit den rohesten Hilfsmitteln ausgeführte spectroskopische Beobachtung der Leuchterscheinung an einer activen Elektrode aus Platindraht (in Glas eingeschmolzen) in verdünnter Schwefelsäure ergab folgendes:

a) *Active Elektrode negativ.*

Es tritt das Wasserstoffspectrum, die Natriumlinie nebst vielen anderen sehr hellen Linien auf. Die Natriumlinie rührt unzweifelhaft vom Glase her, in welches der Platindraht eingeschmolzen ist. Die übrigen Linien sind wohl dem Platin und vielleicht auch dem Elektrolyten zuzuschreiben. Ob Sauerstofflinien vorhanden sind, konnte ich nicht feststellen. Jedenfalls fehlten die charakteristischen zwei rothen Linien des Sauerstoffs.

b) *Active Elektrode, positiv.*

Es tritt nur das Wasserstoffspectrum und die Natriumlinie auf. Letztere rührt wieder vom Glase her.

Dass im letzteren Falle, wo an der activen Elektrode Sauerstoff entwickelt wird, doch nur die Wasserstofflinien zu sehen sind, beweist, dass der Sauerstoff nicht (oder doch nur sehr schwach) in den Zustand der Lichtmission gesetzt wird, (sein Spectrum tritt ja überhaupt leicht neben denjenigen anderer Gase zurück) und dass ausserdem noch auf irgend eine Weise Wasserstoff entwickelt wird, der mit dem Sauerstoff durch den Stromübergang stark erhitzt, hauptsächlich die Lichtmission bewirkt.

Eine eingehendere spectroscopische Untersuchung verspricht sehr interessante Resultate, speciell bei Anwendung verschiedener Metalle und Elektrolyte.

2. Analytische Untersuchung.

Die Untersuchung der an den beiden Elektroden (active Elektrode wie bisher, die inactive Elektrode bestand aus einer kleinen Platinplatte, die von unten in ein Gasauffangegefäss geführt wurde) des Unterbrechers ausgeschiedenen und getrennt aufgefundenen Gasmengen ergab folgendes:

a) Active Elektrode, positiv.

Das an der negativen Elektrode aufgefangene Gas erwies sich als Wasserstoff, vielleicht mit einer geringen Beimischung von Schwefelwasserstoff, da die Flamme des brennenden Gases etwas intensiver blau gefärbt war, als man es sonst bei Wasserstoff wahrnimmt.

An der activen Elektrode bildete sich bei Anwendung geringer Spannungen (24 Volt) ein schwach explosives Gemisch aus Wasserstoff und Sauerstoff. Letzteres Gas überwog. Bei Anwendung höherer Spannungen (48—96 Volt) wird jedoch der Charakter des Gases stets explosiver, der Sauerstoff tritt immer mehr gegen das Knallgas zurück. Geringe andere Beimengungen wurden nicht näher untersucht.

b) Active Elektrode, negativ.

Das an der positiven (inactiven) Elektrode aufgefangene Gas erwies sich als reiner Sauerstoff.

An der activen (negativen) Elektrode bildete sich ein Gemisch aus Wasserstoff und Sauerstoff. Letzterer war jedoch nur spurenweise vorhanden. Das Gas entzündete sich mit ganz schwacher Explosion und brannte dann ruhig wie reiner

Wasserstoff weiter. Leider kann man in diesem Falle zur Untersuchung nur geringe Spannungen verwenden, da schon bei 24 Volt der Platindraht in kurzer Zeit völlig abschmilzt.

Die sonderbaren quantitativen Verhältnisse der an der activen Elektrode, falls dieselbe positiv ist, abgeschiedenen Gasmengen veranlasste mich zu folgendem Versuche:

In den Stromkreis der Batterie von 12—48 Accumulatoren wurde eine Spule mit hoher Selbstinduction, der vorher benutzte Unterbrecher (mit Vorrichtung zum Auffangen und Messen der abgeschiedenen Gasmengen versehen), sowie ein Kohlrausch'sches Knallgasvoltmeter in Serie geschaltet. Ich benutzte letzteres Instrument um einmal, ohne Correctionen wegen Barometerstand, einen directen Vergleich zwischen den in ihm entwickelten Gasmengen mit den am Unterbrecher abgeschiedenen zu haben und zweitens, weil wegen der weiter unten beschriebenen sonderbaren Curvenformen die Angaben eines gewöhnlichen Ampèremeters oder Hitzdrahtinstrumentes nicht ohne weiteres mit den zersetzten Gasmengen im Unterbrecher verglichen werden können.

Die folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der erhaltenen Resultate bei Benutzung von 24, 48 und 96 Volt unter sonst ganz gleichen Bedingungen:

Angewandte Spannung	24 Volt	48 Volt	96 Volt
1. Am Voltmeter gemessen in cem (Knallgas)	52,0 cem	45,5 cem	20 cem
2. An der negativen (inactiven) Elektrode aufgefangen (Wasserstoff)	84,7	30,8	18,8
3. An der activen (positiven) Elektrode aufgefangen (Sauerstoff und Knallgas)	22,5	55	58,5
4. Aus der an der negativen Elektrode aufgefangenen Gasmenge müßten an der activen Elektrode folgende Mengen Sauerstoff entstanden sein	17,3	15,2	6,7
5. Die Differenz von 3. und 4. entspricht der entwickelten Knallgasmenge	5,2	39,8	51,8

Die Tabelle zeigt, dass die an der negativen Elektrode aufgefangene Menge Wasserstoff genau mit der am Kohl-

rausch'schen Voltameter gemessenen ($\frac{2}{3}$ der Knallgasmenge) übereinstimmt. Die Reihe 4 der Tabelle giebt die hieraus berechnete Menge Sauerstoff, die sich an der activen Elektrode hätte bilden müssen, während die Reihe 3 die wirklich an der activen Elektrode gemessene Gasmenge angiebt. Die Differenz dieser letzten Werthe (3 u. 4), die in Reihe 5 zusammengestellt sind, entsprechen dann wohl der ausser dem Sauerstoff entwickelten Knallgasmenge.

Man sieht wie bei höheren Spannungen, ganz der oben beschriebenen qualitativen Analyse entsprechend, im Verhältniss zu dem entwickelten Sauerstoff immer mehr und mehr Knallgas entwickelt wird. Deutlicher zum Ausdruck kommt diese Thatsache, wenn man aus der Tabelle diejenigen Volumina Knallgas berechnet, die bei den verschiedenen Spannungen ausser 1 Volumen Sauerstoff entwickelt werden.

Zu 1 Volumen Sauerstoff kommt:

1. bei 24 Volt circa 0,3 Volumen Knallgas.
2. „ 48 „ „ 2,6 „ „
3. „ 96 „ „ 7,7 „ „

IV. Stromcurven des Unterbrechers.

Die Curven des Unterbrechers wurden in der bekannten Weise mit einer Braun'schen Röhre und einem rotirenden Spiegel untersucht. Die Versuchsanordnung war dabei folgende (Fig. 5):

Neben der Braun'schen Röhre *B*, die durch die Influenzmaschine *J* gespeist wurde, war einerseits der rotirende Spiegel *R*, andererseits eine kleine, stets im Stromkreise befindliche Spule *S*

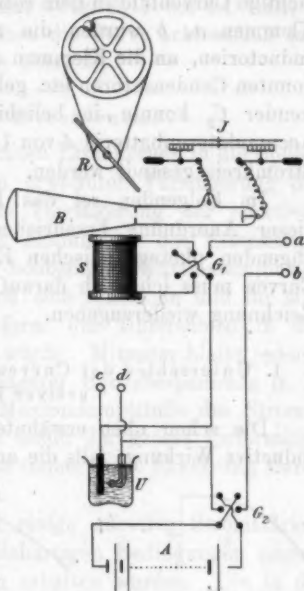


Fig. 5.

aufgestellt. Die Stromrichtung in dieser Hülsspule S konnte durch einen Umschalter C_1 stets so gewählt werden, dass das richtige Curvenbild in dem rotirenden Spiegel entstand. An die Klemmen a, b wurden die zu untersuchenden Spulen oder Inductorien, an die Klemmen c, d parallel zum Unterbrecher U konnten Condensatoren etc. gelegt werden. Durch einen Stromwender C_2 konnte in beliebiger Richtung der Strom einer Accumulatorenbatterie A von 12 bis 48 Zellen in den gesammten Stromkreis gesandt werden.

Im Folgenden sei das Ergebniss einiger Versuche mit dieser Anordnung beschrieben. In Ermangelung einer genügenden photographischen Einrichtung zum Aufnehmen der Curven muss ich mich darauf beschränken, die Curven durch Zeichnung wiederzugeben.

1. Unterschied der Curven bei negativer und positiver activer Elektrode.

Die schon oben erwähnte Unregelmässigkeit und geringe inductive Wirkung, falls die active Elektrode negativ ist, findet

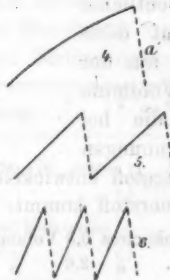
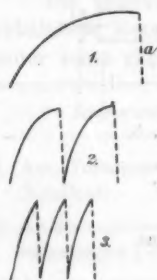


Fig. 6.

ihre Erklärung in dem beobachteten relativ langsamen Abfall der Curve und der Unregelmässigkeit derselben. Die Regelmässigkeit und Exactheit der Curve hingegen, wenn die active Elektrode Anode ist, ist überraschend. Trotzdem der Licht-

fleck der Braun'schen Röhre, die durch eine grössere Influenzmaschine gespeist wurde, im sehr schnell rotirenden Spiegel nicht deutlich in einzelne Bilder zu zerlegen ist, sind in dem Theil der Curve, der dem Stromabfall entspricht, nur ein oder wenige Lichtbilder zu beobachten, ein Beweis dafür, wie exact der Strom unterbrochen wird. Irgend welche Nebenschwingungen sind nicht vorhanden. Der Strom steigt (wie Fig. 6, 1 zeigt) relativ langsam von Null bis zu einem Maximum an und fällt

steil wieder auf Null, um ohne eine Pause sofort wieder anzusteigen. Die Erhöhung der Spannung bewirkt ein immer schnelleres Ansteigen des Stromes (Fig. 6, 1 bei 24 Volt, 2 bei 48 Volt, 3 bei 96 Volt), sodass die Curve schliesslich fast in eine Zickzacklinie (Fig. 6, 3) übergeht.

2. Einfluss von Eisenkernen.

Das Einführen von untertheilten Eisenkernen in die Spulen bewirkt ausser der schon oben erwähnten Verringerung der Tonhöhe auch eine bedeutende Verringerung der effectiven Stromstärke. Zumeist ist nach Einführung des Eisenkernes die an der Braun'schen Röhre beobachtete Maximalamplitude kleiner als ohne Eisen, wodurch sich schon an und für sich bei Annahme gleicher Curvenform der Unterschied in der effectiven Stromstärke erklären würde. Mitunter bleibt jedoch, namentlich bei Anwendung geringerer Betriebsspannung (z. B. 24 Volt) in beiden Fällen die Maximalamplitude des Stromes die gleiche. In letzterem Falle findet der grosse Unterschied der effectiven Stromstärken noch immer seine Erklärung durch die Verschiedenheit der Curven.

In folgender Tabelle seien einige effective Stromstärken angegeben, die unter ganz gleichartigen Bedingungen einmal mit und einmal ohne Eisenkern erhalten wurden. Die in der letzten Abtheilung angegebenen Zahlen beziehen sich auf die gleichnummerirten Curven der Fig. 6:

Spannung in Volt	effective Stromstärke in Amp.		Fig. Nr. 6	
	ohne Eisen	mit Eisen	ohne Eisen	mit Eisen
24	3,2	2,4	1	4
48	4,2	2,5	2	5
96	5,0	3,0	3	6

Eine Vergleichung der Curven giebt sofort die Erklärung für die Unterschiede in der effectiven Stromstärke. Bei 24 Volt waren die Maximalamplituden annähernd die gleichen, also $a = a'$ (Fig. 6). Die Differenz von 0,8 Amp. in der Stromstärke ergiebt sich jedoch durch den viel schnelleren Aufstieg und das viel längere Verweilen der Curve (Fig. 6, 1) auf einer der Maximalamplitude fast entsprechenden Höhe ohne Eisen-

kern im Gegensatze zu dem fast in gerader Linie bis zur Maximalamplitude ansteigenden Theil der Curve (Fig. 6, 4) mit Eisen in der Spule. Bei 48 Volt und bei 96 Volt sind sowohl die Maximalamplituden, als auch die Form der Curven (Fig. 6, 2, 3, 5, 6) verschieden, woraus ohne weiteres die Unterschiede in der effectiven Stromstärke erklärlich sind. Der Stromabfall ist im allgemeinen, wenn Eisenkerne vorhanden sind, nicht ganz so schnell, wie ohne Eisenkern. Der Unterschied in der Geschwindigkeit des Stromabfalles kommt in der verschiedenen Anzahl der Lichtbilder der Braun'schen Röhre während des Abfalles zum Ausdruck.

3. Rückwirkung von secundären Spulen auf die Curvenform.

Schaltet man an die Klemmen *a*, *b* (Fig. 5, p. 249) statt der bisher benutzten Spulen ein Inductorium, so ist man nun in der Lage, die Curvenformen des Unterbrechers bei verschiedener Belastung der secundären Inductoriumspule zu beobachten.

Der Einfluss einer Belastung der secundären Spule wirkt naturgemäss genau wie die Belastung der Secundärspule eines Transformators, d. h. die effective Stromstärke im Primärkreise steigt, wenn die Secundärspule belastet wird. Die Steigerung der Stromstärke in der Primärspule wird bedingt durch Abnahme der Selbstinduction derselben. Eine natürliche Folgerung ist in unserem Falle, dass auch die Unterbrechungszahl steigt.

Die Untersuchung der Curven, die die Braun'sche Röhre bei gesteigerter Belastung der Secundärspule (durch Verkürzung der Funkenstrecke erzielt) zeigt, sind im Folgenden nebst den dabei abgelesenen Stromstärken angegeben. Benutzt wurde zu diesem Versuch ein Funkeninductorium für 30 cm Funkenlänge.

a) Secundärspule unbelastet (keine Funken).

Stromstärke = 2,8 Amp.

Die Curve zeigt im aufsteigenden Ast eine Anzahl langsam abklingender Schwingungen. Der Anstieg findet relativ langsam statt. Der Abfall des Stromes und das Wiedereinsetzen desselben vollzieht sich so schnell, dass die Oscillationen der Secundärspule nur den aufsteigenden Ast der Curve beeinflussen können (Fig. 7).

b) Belastung der secundären Spule mit 10 cm Funken.

Stromstärke = 3,2 Amp.

Der Anstieg der Curve findet schneller statt. Die Oscillationen sind noch ausgeprägter als unter a). Fig. 8 zeigt die beobachtete Curve.

c) Belastung der secundären Spule mit 1 cm Funkenstrecke.

Stromstärke = 3,9 Amp.

Der Funke ist in einen Lichtbogen übergegangen. Der Anstieg der Curve Fig. 9 ist der Art schnell, dass die Oscillationen der secundären Spule, die in diesem Falle auch nur sehr gering sind, erst nach dem Anstieg in dem fast horizontal verlaufenden Theil der Curve zum Ausdruck kommen.



Fig. 7.



Fig. 8.



Fig. 9.

lationen der secundären Spule, die in diesem Falle auch nur sehr gering sind, erst nach dem Anstieg in dem fast horizontal verlaufenden Theil der Curve zum Ausdruck kommen.

d) Secundäre Spule kurz geschlossen.

Stromstärke = 3,8 Amp.

Die Curve zeigt keinerlei Schwingungen mehr an, sondern sie ist genau so, als wenn keine secundäre Spule vorhanden ist, also ähnlich wie die Curven in Fig. 6.

Die benutzte Spannung war bei dieser Untersuchung nur 24 Volt, um keine allzu hohen Unterbrechungszahlen und dadurch zu schwierige Zerlegung der Curvenbilder im rotirenden Spiegel zu erhalten. Im übrigen treten bei höheren Spannungen genau dieselben Erscheinungen auf, nur vollzieht sich alles viel schneller.

Beachtet man die bei jeder Belastung a bis d angegebene Stromstärke, so bemerkt man, dass dieselbe ein Maximum ist, wenn zwischen den Enden der Secundärspule ein Lichtbogen übergeht. In diesem Falle ist der Ton auch am höchsten, die Selbstinduction des Inductoriums am geringsten. Dieses Resultat steht im guten Einklang mit der häufig gemachten Beobachtung, dass, wenigstens bei älteren Inductorien, der Unterbrecher gern aussetzt, d. h. also der Stromumschlag durch ständiges Glühen der activen Elektrode eintritt, wenn zwischen den Enden der Secundärspule ein Lichtbogen von gewisser Länge übergeht, während hingegen bei Funkenstrecken, die länger oder kürzer sind als diese kritische Länge, der Unterbrecher nicht aussetzt.

4. Einfluss von Capacitäten an den Klemmen des Unterbrechers.

Eine Spule von ca. 600 Drahtwindungen, in die ein Eisenkern eingeschoben werden konnte, bildete mit der Hülfs- spule für die Braun'sche Röhre und dem Unterbrecher einen Stromkreis. Legt man an die Klemmen des Unterbrechers (Klemmen c, d in Fig. 5, p. 249) Capacitäten, so beobachtet man folgende Erscheinungen:

a) Eisenkern in der Spule.

Stromstärke ohne Capacität = 2,48 Amp. Ton hoch,
 „ mit „ = 2,22 „ „ tief.

Bei Anlegung der Capacität an die Klemmen des Unterbrechers sinkt die Stromstärke und mit ihr die Unterbrechungszahl. Die Curve, die ohne Capacität gerade auf der Abscissenaxe steht, geht bei Anlegung der Capacität tief unter die Abscissenaxe herunter. Die Maximalamplitude wird dadurch bedeutend erhöht. In Fig. 10 bedeutet die ausgezogene Curve diejenige ohne, die gestrichelte diejenige mit angelegter Capacität. Der Ton bleibt regelmässig. Die Lichterscheinung an

der activen Elektrode wird wesentlich schwächer bei Anlegung der Capacität.

b) Spule ohne Eisenkern.

Stromstärke ohne Capacität = 3,54 Amp. Ton rein.

„ mit „ = 2,8 „ „ unrein.

Bei Anhängung der Capacität wird die Stromstärke geringer und der Ton tiefer und sehr unrein. Die Curve wird unstät und geht tief unter die Abscissenaxe herunter (Fig. 10). Die Lichterscheinung an der activen Elektrode

nimmt ganz den Charakter einer negativen Elektrode an, d. h. das sonst röthlich gelbe Licht geht in ein intensiv bläuliches Licht über. Zu diesen Versuchen wurde als

Capacität der Condensator eines grossen Inductoriums benutzt. Seine Capacität war ca. 2,4 Mikrofarad. Kleine Capacitäten, z. B. 0,5 Mikrofarad, wirkten ähnlich, nur nicht so intensiv.

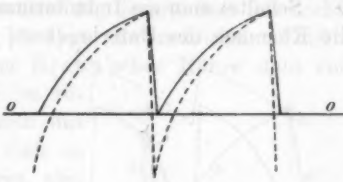


Fig. 10.

5. Selbstinduction und Capacität an den Klemmen des Unterbrechers.

Schaltet man bei der eben benutzten Anordnung vor den Condensator (2,4 Mikrofarad) noch eine Spule von ca. 600 Windungen, in die sich ein Eisenkern hineinschieben lässt, so nehmen die Curven je nach der Grösse der Selbstinduction ein eigenthümliches Aussehen an.

Befindet sich der Eisenkern noch nicht in der Spule, so hat die geringe Selbstinduction der Spule noch keinen bemerkenswerthen Einfluss. Beim Anlegen des Systems aus Condensator und Selbstinduction in Serie an die Klemmen des Unterbrechers sinkt genau, wie vorher in 4. beschrieben, die Stromstärke und die Unterbrechungszahl, d. h. der Condensator allein nur kommt zur Wirkung. Die Curve erstreckt sich wieder tief unter die Abscissenaxe.

Schiebt man nun langsam den Eisenkern in die Spule, erhöht man also langsam die Selbstinduction, so erhebt sich bei einer gewissen Stellung des Eisenkernes in der Spule die Curve plötzlich ganz über die Abscissenaxe. Der Strom und

der Ton steigt sehr stark. In Fig. 11 bedeutet die ausgezogene Curve diejenige bei geringer, die gestrichelte die bei hoher Selbstinduction erhaltene. Eine Zwischenstellung, bei der die Curve wie gewöhnlich auf der Axe steht, konnte ich nicht erhalten, sondern ich konnte nur eine Stellung des Eisenkernes finden, bei der die Curve ganz unregelmässig hin und her sprang, d. h. theilweise tief unter die Axe herunterging, theilweise hoch über derselben stand.

Schaltet man ein Inductorium in Serie mit der Capacität an die Klemmen des Unterbrechers, so erzielt man zwischen den

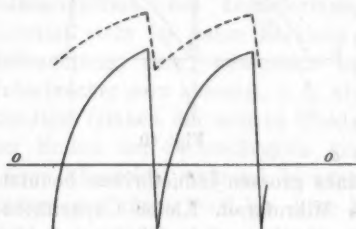


Fig. 11.

Enden der Secundärspule Funken, deren Aufeinanderfolge genau dem Rhythmus des Unterbrechers entsprechen. Man hat somit durch beliebige Variation der Selbstinduction im ersten Stromkreise (Batterie, Spule, Unterbrecher) die Möglichkeit, im zweiten

Stromkreise (Condensator, Inductorium an den Klemmen des Unterbrechers) ein Inductorium mit beliebig hoher oder geringer Unterbrechungszahl zu betreiben.

6. Zusammenhang zwischen dem Vorgang an der activen Elektrode und der Curvenform.

Behufs genauerer Einsicht in den Mechanismus des elektrolitischen Unterbrechers ist es nöthig, zu ermitteln, in welchem Zusammenhange die Vorgänge an der Elektrode mit der durch die Braun'sche Röhre wiedergegebenen Stromcurve stehen.

Die oben erwähnte stroboskopische Beobachtung hatte gezeigt, wie an der activen Elektrode sich eine allmählich wachsende Gashölle ausbildet, in der sich starke Bewegungen zeigen und die schliesslich explosionsartig auseinander geschleudert wird. Diese Beobachtung in Verbindung mit der kurzen Dauer der Leuchterscheinung an der activen Elektrode lassen von vornherein vermuthen, dass die explosionsartige Lichterscheinung das Unterbrechen des Stromes zur Folge hat.

Der im Folgenden beschriebene Versuch bestätigt diese Vermuthung:

Mit Hülfe zweier Linsen wurde ein Bild der leuchtenden activen Elektrode, sowie ein Bild des auf- und abschwankenden Lichtfleckes der Braun'schen Röhre auf einen weissen Pappschirm projecirt. Durch geeignete Anordnung wurde erlangt, dass das Bild der activen Elektrode eine beliebige Stellung auf der projecirten Lichtlinie der Braun'schen Röhre einnahm.

Wählt man nun die Linsenstellung derart, dass das Lichtbild des Unterbrechers *a* (Fig. 12, 1) gerade am höchsten Punkte der Lichtlinie *b* (Fig. 12, 1) der Braun'schen Röhre steht und betrachtet das Gesamtbild im rotirenden Spiegel, so zeigt sich das Aufblitzen an der Elektrode stets an dem höchsten Punkte der Curve, also gerade dort, wo der Strom unterbrochen wird. Verlegt man hingegen den Lichtfleck *a* an das untere Ende von *b* (Fig. 12, 2), so zeigt der rotirende Spiegel, dass *a* nun wieder genau senkrecht unter dem höchsten Punkte der Curve liegt, also getrennt von dem wieder aufsteigenden Curvenast. Der Versuch lehrt daher, dass die explosionsartige Leuchterscheinung an der activen Elektrode mit dem exakten Abreissen des Stromes zusammenfällt.

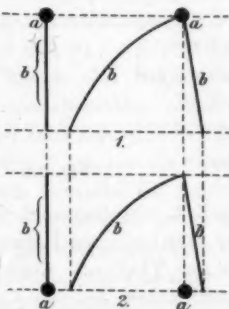


Fig. 12.

7. Einfluss des Druckes auf die Curvenform.

Der Umstand, dass eine Druckerhöhung eine Verringerung der secundlichen Unterbrechungszahl, sowie eine Erhöhung der effectiven (mit Hitzdrahtampèremeter gemessenen) Stromstärke (vgl. p. 245) bewirkt, kommt bei Beobachtung der Curvenbilder gut zum Ausdruck. Fig. 13, 1 stellt die Curve dar bei einem Vacuum von ca. 60 mm Hg. Die Stromstärke ist sehr gering, die Unterbrechungszahl am höchsten. Die geringe Stromstärke erklärt sich aus der langen Dauer der Oeffnung des Stromes. Die Curve hat mehr die Form wie bei den Metallunterbrechern, nur fehlen nach den Unterbrechungen die

Schwingungen; ein Zeichen, dass keine wesentliche Capacität im Stromkreise vorhanden ist.

Fig. 13, 2 zeigt die Curve unter gewöhnlichem Luftdruck. Fig. 13, 3 ist die Curve bei 1 Atmosphäre Ueberdruck. Die

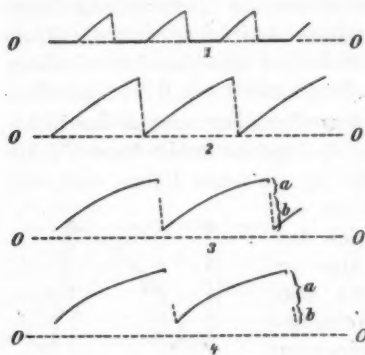


Fig. 13.

Unterbrechungszahl ist geringer. Die Stromstärke ist gestiegen, da die ganze Curve sich etwas über die Abscissenaxe erhoben hat. Eigenthümlich ist der Abfall der Curve gestaltet. Erscheint aus einem kurzen Stückchen *a* zu bestehen, während dessen der Strom so schnell abfällt, dass in diesem kurzen Zeitraum keine Entladung durch die Braun'sche Röhre geht, und aus einem grösseren

Theil *b*, der aus mehreren aufeinanderfolgenden Entladungen der Braun'schen Röhre besteht, also relativ langsamer abfällt als der Theil *a*. Noch ausgesprochener kommt diese Eigenthümlichkeit bei der Curve der Fig. 13, 4, die bei 2 Atmosphären Ueberdruck beobachtet wurde. Hier ist der schnellere Abfall *a* grösser als der langsamere Abfall *b*. Die Curve steht sehr hoch über der Abscissenaxe. Dies ist ein Zeichen, dass ausser dem unterbrochenen noch ein constanter Strom den Apparat durchfliesst. Die Stromstärke ist hier sehr hoch, die Unterbrechungszahl sehr gering.

V. Versuch einer Erklärung der Unterbrecherwirkung.

Herr P. Spies und ich haben an anderer Stelle¹⁾ die Vermuthung ausgesprochen, dass man den Vorgang am elektrolitischen Unterbrecher als ein Schwingungsphänomen auffassen könne. Die Vermuthung, es hier mit einem Schwingungs-

1) P. Spies und A. Wehnelt, Verhandl. der Deutschen physik. Gesellschaft 2, p. 53. 1899.

phänomen zu thun zu haben, liegt allerdings zuerst sehr nahe. Man hat eine Selbstinduction im Kreise, und es bildet sich eine mit der Selbstinduction wachsende Schwingungsdauer des Systems aus. Man braucht nun nur noch anzunehmen, dass sich an der activen Elektrode des elektrolytischen Unterbrechers je nach der angewandten Stromstärke oder Spannung stets eine solche Capacität ausbildet, dass die drei Grössen nach der Formel $t = \pi\sqrt{LC}$ untereinander in Beziehung stehen.

Veranlassung zu dieser Vermuthung gab uns erstens die Durchführung der Berechnung nach der eben genannten Formel an einem willkürlich herausgegriffenen Versuch. Für diesen besonderen Fall betrug die Selbstinduction der angewandten Spule $L = 0,003$ Quadrant, die Schwingungsdauer $t = \frac{1}{700}$ Sec. Die hiernach berechnete Capacität ergiebt sich zu $C = 17,2$ Mikrofard. Grössen von dieser Ordnung haben sich bekanntlich mehrfach bei Messungen von Polarisationscapacitäten ergeben. Als zweite Veranlassung zur Annahme des schwingenden Systems diente uns die Beobachtung¹⁾, dass an den Klemmen des Unterbrechers stets fast die doppelte der zum Betriebe verwandten effectiven Spannung vorhanden ist. Ein solcher Fall ist in der Wechselstromtechnik unter dem Namen der Spannungsresonanz bekannt; er tritt ein, wenn Selbstinduction und Capacität in Serie geschaltet sind und wenn die Schwingungsdauer dieses Systems mit der Dauer einer halben Periode des angewandten Wechselstromes übereinstimmt.

Da indessen bisher noch nicht der Beweis geliefert ist, dass eine elektrolytische Capacität ebenso wie eine elektrostatische zu Schwingungen Veranlassung geben kann und da weitere Versuche gezeigt haben, dass der Strom auch von sogenannten unpolarisirbaren Elektroden (vgl. p. 243), z. B. von Kupferelektroden in Kupfervitriollösung unterbrochen wird, und dass ferner das Platiniren der activen Elektrode nicht den mindesten Einfluss auf die Schwingungsdauer des Systems hat, so wird man sich einstweilen mit einer rein mechanischen Vorstellung des Vorganges an der activen Elektrode begnügen müssen.

Das Bild, das ich mir einstweilen nach dem Ergebniss

1) A. Wehnelt, Elektrotechn. Zeitschr. 4. p. 76. 1899.

aller in den vorhergehenden Capiteln beschriebenen Versuche von dem Vorgang gemacht habe, ist in kurzem folgendes:

Durch die Gegenkraft der Selbstinduction kann die Stromstärke im Schliessungskreise nur langsam ansteigen. Es wird daher zuerst nur durch Elektrolyse Sauerstoff abgeschieden. Von einer gewissen Stromstärke an entsteht ausser dem Sauerstoff durch die starke Wärme auch noch Dampf des Elektrolyten, bis schliesslich das Gemisch aus Dampf und Sauerstoff einen völligen Mantel um die Elektrode bildet und, da die erhitzten Gase elektrisch leitend sind, somit zu einem Stromübergang, innerhalb des Gasgemisches, zwischen Elektrolyt und activer Elektrode als Elektroden Veranlassung giebt. Durch die starke Wärmeentwicklung wird nun ein Theil des Elektrolyts in Wasserstoff und Sauerstoff zersetzt. Durch die neu gebildeten Gase und durch die starke Ausdehnung derselben durch den Stromdurchgang wird schliesslich die Entfernung zwischen Elektrolyt und activer Elektrode so gross, dass der Strom nicht mehr im Stande ist, den Zwischenraum zu überbrücken, sondern unter Bildung einer dem Oeffnungsfunken entsprechenden starken Lichterscheinung plötzlich abreisst und dadurch unterbrochen wird. Die Gasblasen steigen in die Höhe, die Flüssigkeit kommt in neuen Contact mit dem nicht sehr stark erhitzten Platindraht und der Vorgang wiederholt sich so periodisch immer wieder von neuem; jede Verringerung der Selbstinduction oder jede Erhöhung der Spannung bewirkt, dass die kritische Stromstärke schneller erreicht wird und dass somit durch die schon viel frühzeitiger erfolgte Bogenbildung das durch Elektrolyse entwickelte Gas (Sauerstoff) immer mehr und mehr gegen das durch Hitzewirkung entstandene Gas zurückbleibt. Eine allzu starke Verminderung der Selbstinduction bewirkt, dass der ja immerhin heiss werdende Platindraht keine Zeit mehr hat, sich abzukühlen. Die Flüssigkeit trifft beim Zusammenfallen den heissen Draht und es entsteht nun die von Hrn. F. Richarz¹⁾ als Leidenfrost'sches Phänomen bezeichnete Erscheinung. Dass trotz scheinbarem sofortigen Eintrittes des Stromumschlages, wenn keine Selbstinduction im Stromkreise vorhanden ist, doch im ersten Augen-

1) F. Richarz, Wied. Ann. 39. p. 84. 1890.

blicke des Stromschlusses ein kurzer, starker Stromstoss den Apparat durchfliesst, zeigt der kurze starke Ausschlag eines Ampèremeters im Stromkreise deutlich an.

Diese letzte Thatsache ist schon seit langem bekannt und wurde auch schon von W. Spottiswoode¹⁾ zur Construction eines Unterbrechers benutzt. Er benutzte ein gewöhnliches Unterbrechungsrad, liess jedoch die Contactfeder nicht direct auf der Peripherie des Rades schleifen, sondern er bewirkte den Contact durch einen zwischen Rad und Feder durchfliessenden Strom verdünnter Schwefelsäure. Stehen sich die Contacte gegenüber, so tritt ein kurzer Stromstoss und gleich darauf Stromumschlag ein. Hierauf wird durch den isolirenden Zwischenraum des Contactrades der Strom dann völlig unterbrochen. Beim Passiren des nächsten Contactes wiederholt sich dasselbe Spiel von neuem. W. Spottiswoode giebt an, auf diese Weise bis zu 1000 sehr regelmässigen Unterbrechungen in der Secunde gelangt zu sein.

Der Stromübergang von der activen Elektrode zum Elektrolyten ist hier nicht als Lichtbogen im gewöhnlichen Sinne des Wortes aufzufassen, sondern die Entladung hat wohl mehr den Charakter der Entladung in Geissler'schen Röhren. Das Maximum der Energie, also auch das Maximum der Wärmeentwicklung, wird an der Kathode erzeugt, in diesem Falle also am Elektrolyt, während der Platindraht relativ kühl bleibt und so immer wieder Veranlassung giebt zum Wiedereinsetzen der Erscheinung. Ist jedoch die active Elektrode negativ, so wird der Vorgang im übrigen ein ähnlicher sein, nur wird jetzt am activen Platindraht die stärkste Wärme entwickelt, und in der That schmilzt derselbe ja auch sehr schnell ab.

VI. Andere Formen des Unterbrechers.

Eine noch grössere Wahrscheinlichkeit gewinnt die im vorhergehenden Abschnitt gegebene Erklärung des Phänomens durch eine bei einem Versuche mit regulirbare Elektrode gemachte Beobachtung.

1) W. Spottiswoode, Proc. Roy. Soc. 25. p. 547—550. 1877; Wied. Beibl. 1. p. 295. 1877.

Bei einem Versuche gebrauchte ich behufs bequemer Regulirfähigkeit der activen Elektrode die in Fig. 14 gezeichnete Anordnung. In ein Gefäß *A*, gefüllt mit verdünnter Schwefelsäure, in dem am Boden eine Bleiplatte *B* mit Zuleitung als negative Elektrode lag, tauchte von oben ein Glasrohr *C*, das mit seinem eng ausgezogenen Ende in die Schwefelsäure eintauchte. Innerhalb dieses Rohres befand sich ein Kupferdraht *D* mit angelöthetem Platindraht *E* als active Elektrode. Durch Herausziehen des Drahtes *D* war man in der Lage, den Strom beliebig zu schwächen, während der Apparat in Thätigkeit war.

Es ergab sich nun im Verlaufe des Versuches die sonderbare Thatsache, dass der den Apparat durchfließende Strom auch noch

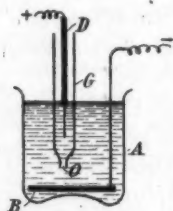


Fig. 14.

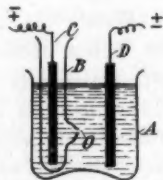


Fig. 15.

scharf und exakt unterbrochen wurde, wenngleich der Platindraht *E* sich ganz innerhalb des Rohres *C* befand (Fig. 14). Die Leuchterscheinung war hingegen nicht mehr am Platindraht, sondern jetzt an der Mündung *O* des Rohres *C*.

So sonderbar diese Erscheinung im ersten Augenblicke scheint, so ist sie doch genau identisch mit dem Vorgang an der activen Elektrode im Unterbrecher, nur dass jetzt das an der Mündung entstehende Gas reines Knallgas ist, da ja kein durch Elektrolyse abgeschiedenes Gas dort entsteht. Der dünne Flüssigkeitsfaden an der Mündung *O* wird durch den Strom erhitzt und zu Dampf verwandelt. Dieser leitet wiederum den Strom unter Zersetzung des Elektrolytes und führt schliesslich zum Abreissen des Stromes, genau wie beim elektrolytischen Unterbrecher.

An dieser Stelle erwähne ich noch, dass während des Stromdurchganges durch die von der Oeffnung *O* nach oben

steigenden Gase beständig Flüssigkeit in die Röhre gepumpt wird. Dieselbe steigt daher sehr schnell in dem Rohr und fliesst schliesslich oben über.

Der Gedanke, auch diese Form des elektrolytischen Unterbrechers praktisch zu benutzen, scheitert leider an dem sehr grossen Widerstande, den diese Form dem Strome darbietet. Eine etwas günstigere Form zeigt Fig. 15. In einem Gefäss *A* mit verdünnter Schwefelsäure befindet sich ein Reagenzglas *B* mit einer kleinen seitwärts aufgeblasenen Oeffnung *O*. Eine Elektrode aus Bleidraht *C* taucht in das Reagenzglas *B*, eine gleiche zweite in das Gefäss *A*.

Ein Inductorium von 30 cm Funkenlänge mit diesem Unterbrecher betrieben, gab recht gute Wirkungen. Bei ca. 40 Volt sprach er an; bei 96 Volt gestattete er die normale Funkenlänge bei ca. 50—60 Unterbrechungen in der Secunde zu erreichen.

Die Vortheile dieser Form des Unterbrechers sind kurz folgende:

1. *Auf die Polarität der Elektroden braucht im allgemeinen nicht geachtet zu werden. Es ist gleichgültig, welche der Elektroden positiv oder negativ ist.*

2. *Der Strom wird auch unterbrochen, wenn keine Selbstinduction im Stromkreise ist, da ja ein Stromumschlag, wie er weiter oben beschrieben ist, nicht eintreten kann.* Diese Eigenschaft ist allerdings geeignet, dieser Form des Unterbrechers einige Anwendungen zu verschaffen. Bemerkenswerth ist der Unterschied der Erscheinung an der Rohrmündung mit und ohne Selbstinduction im Stromkreise. Bei Vorhandensein derselben tritt die durch den Oeffnungsfunken bedingte Leuchterscheinung ein, wogegen ohne Selbstinduction kein oder doch nur ein sehr schwaches Leuchten bemerkbar ist.

Die Leuchterscheinung bei Anwesenheit von Selbstinduction ist etwas verschieden, je nach der Richtung, in der der Strom den Apparat durchfliesst. Fliesst der Strom bei dem Apparat (Fig. 15) von der Elektrode *C* nach *D*, das heisst, tritt er also aus dem Reagenzglas heraus, so ist die Leuchterscheinung durch verbrennendes Natrium bedeutend lebhafter gelb gefärbt, als wenn der Strom in der umgekehrten Richtung fliesst. Diese Thatsache weist darauf hin, dass im ersteren Falle die Rohr-

mündung (sie liegt in diesem Falle wieder auf der Kathodenseite des Stromüberganges in den heissen Dämpfen) stärker abgenutzt wird, als im letzteren Falle.

Diesen eben geschilderten Vortheilen stehen nun leider solche Nachtheile gegenüber, dass für die weitaus meisten Fälle die ursprüngliche Form des elektrolytischen Unterbrechers benutzt werden muss. Die Nachtheile sind kurz folgende:

1. Die Unterbrechungen erfolgen viel langsamer.
2. Der Unterbrecher besitzt einen sehr hohen Eigenwiderstand, sodass er erst bei sehr viel höheren Spannungen anspricht, als die gewöhnliche Form des Unterbrechers. So spricht z. B. die in Fig. 14 gezeichnete Form erst bei 80 Volt, die in Fig. 15 erst bei ca. 40 Volt an bei Benutzung eines Inductoriums, das mit dem eigentlichen elektrolytischen Unterbrecher betrieben, schon bei 12 Volt Funken giebt.
3. Die Glaswände der Mündung *O* (Fig. 15) sind einer sehr schnellen Zerstörung ausgesetzt. Man kann die Zerstörung jedoch etwas einschränken durch geeignete Wahl der Stromrichtung im Apparat.

VII. Construction des Unterbrechers.¹⁾

Nachdem im Vorhergehenden die bei der Wirksamkeit des elektrolytischen Unterbrechers auftretenden Erscheinungen beschrieben, der Einfluss verschiedener Umstände erörtert und der Versuch einer Erklärung gemacht ist, sei im folgenden die Construction des Unterbrechers genauer beschrieben:

Die im ersten Theile der Arbeit beschriebene Construction der activen Elektrode (Platindraht in Glas eingeschmolzen, Stromzuführung durch Quecksilber bewirkt) leidet an dem grossen Nachtheil, dass die Einschmelzstellen sehr leicht springen. Während diese Form der activen Electrode zu Messungen allerdings die geeignetste ist, hat sich für länger anhaltende Versuche bisher folgende Form als sehr brauchbar erwiesen.

Ein mit einer Klemme *a* (Fig. 16) versehener starker Kupferdraht *b* ist an seinem unteren Ende zweimal recht-

1) Die Ausführung, sowie den Vertrieb des Unterbrechers haben die Firmen Ferdinand Ernecke, Berlin, und die Actiengesellschaft Siemens & Halske, Berlin, übernommen.

winklig umgebogen. An das Ende desselben ist der Platindraht *c* hart angelöthet. Ueber das untere, zweimal gebogene Ende des Kupferdrahtes ist ein Stückchen eines sehr starkwandigen Gummischlauches *d* geschoben. Die innere Weite des Gummischlauches muss so eng sein, dass derselbe den Kupferstab ganz dicht umschliesst, da anderenfalls Säure am Kupferstab entlang getrieben wird, um schliesslich aus der Mündung des isolirenden Glasrohres *e* springbrunnenartig hervorgeschleudert zu werden. Der Platindraht *c* wird von einem Glasrohr *f* umgeben, das an einem Ende durch Ausziehen so verengt ist, dass es den Platindraht zwar eng umschliesst, ihm jedoch noch so viel Freiheit lässt, dass durch mehr oder weniger Einschieben des Glasrohres (*e*) in den Gummischlauch *d* ein grösseres oder kleineres Stück des Platindrahtes dem Elektrolyt ausgesetzt wird. Es ist gut, sich mehrere Glasspitzen anzu-

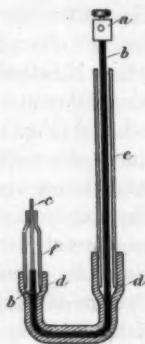


Fig. 16.

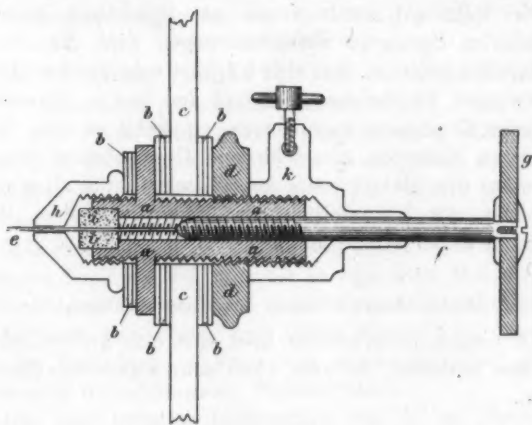


Fig. 17.

fertigen, da dieselben allmählich durch die Vorgänge an der Elektrode zerstört werden.

Eine für die Praxis sehr geeignete Form wird von der

Firma Ferdinand Ernecke in den Handel gebracht. Dieser Unterbrecher besteht aus einem viereckigen Glasgefäß mit Hartgummideckel. Als negative Elektrode dient eine Bleiplatte, die mit einer Klemme oben auf dem Deckel verbunden ist. Die active Elektrode ist seitwärts dicht über dem Boden des Gefäßes eingeführt und ist regulirbar. Sie besteht aus einem Hartgummirohr (a) (Fig. 17), welches von der Seite, oder besser von unten durch die Gefäßwand des Unterbrechers eingeführt wird. Die Abdichtung geschieht durch die Weichgummipackungen (b), die durch die Hartgummimutter (d) fest an die Gefäßwand angepresst werden. Der Platindraht (e) ist an einen vorn mit Gewinde versehenen Kupferstab (f) hart angelöthet. Beim Drehen des Kupferstabes (f) an der Hartgummikordel (g) schiebt sich der Platindraht (e) aus einer auf das Ende des Hartgummirohres geschraubten hitze- und säurebeständigen isolirenden Spitze (h) heraus. Zur Vermeidung des Durchdringens der Säure durch das Hartgummirohr ist innerhalb desselben ein Gummipfropfen (i) angebracht. Die Stromzuführung geschieht durch die Klemme (k).

Die Spitze (h) wurde zuerst aus Speckstein hergestellt. Des leichten Springens desselben wegen wird dieselbe jetzt aus Porzellan gefertigt, was sich bis jetzt sehr gut bewährt hat. Um etwaigen Explosionen des sich im oberen Raume entwickelnden Knallgases vorzubeugen, empfiehlt es sich, das von der activen Elektrode abgeschiedene Gas getrennt von dem übrigen aus dem Unterbrecher fortzuleiten. Einer allzu starken Erwärmung der Schwefelsäure bei lang dauerndem Betrieb beugt man durch Wasserkühlung vor.

VIII. Anwendungen des Unterbrechers.

Mit diesem Unterbrecher lässt sich eine grosse Zahl von Versuchen anstellen, die zum Theil ganz eigenartige Resultate ergeben.

1. Anwendung zur Erregung von Inductorien.

Die Hauptanwendung des Unterbrechers ist bisher die zum Betriebe von Inductorien. Die Ueberlegenheit des elektrolitischen Unterbrechers gegen alle mechanischen Unterbrecher kommt jedoch erst bei Anwendung von 40—50 Volt Spannung

zur Geltung, er wird daher am vortheilhaftesten nur dort Verwendung finden, wo Anschluss an eine Lichtleitung von mindestens 65 Volt oder besser 110 Volt vorhanden ist. Während bei allen mechanischen Unterbrechern naturgemäss die Funkenlänge bei Steigerung der Unterbrechungszahl abnimmt, findet beim elektrolytischen Unterbrecher das Umgekehrte statt, die Unterbrechungszahl steigt zugleich mit der Funkenlänge bei Erhöhung der Spannung. Der Fortfall des Condensators, sowie die Möglichkeit, beliebig starke Ströme exact zu unterbrechen, werden dem Unterbrecher voraussichtlich noch ein grösseres praktisches Anwendungsgebiet eröffnen.

Das Geräusch, das der Unterbrecher macht, ist allerdings sehr lästig. Da nun nur zwei Zuleitungen zum Inductorium gebraucht werden, so empfiehlt es sich, den Unterbrecher möglichst entfernt aufzustellen.

Von den Versuchen, die ich bisher mit dem Unterbrecher in Verbindung mit Inductorien angestellt habe, seien hierunter einige kurz erwähnt:

a) Erscheinungen bei der Entladung in Luft von Atmosphärendruck.

Bei Anwendung von 110 Volt und eines Inductoriums von 30 cm Funkenlänge geht bei Abständen bis zu 15 cm zwischen Spitze und Platte ein starker, glänzender Lichtbogen über. Nimmt man statt Spitze und Platte zwei Spitzen, so steigt der Lichtbogen in der Mitte zwischen beiden Spitzen stark in die Höhe und bildet hier eine spitze, sehr heisse Flamme. Papier und Holz entflammt, dort hingehalten, sofort. Die Erscheinung ist genau dieselbe, wie man sie in kleinerem Maassstabe bei Wechselstromlichtbogen sehr hoher Spannung wahrnimmt.

Entfernt man Spitze und Platte über 15 cm hinaus, so geht die Entladung in Form von ausserordentlich glänzend, gewebeartig verschlungenen Funken über.

Das hier benutzte Inductorium von 30 cm Funkenlänge scheint besonders günstig für den elektrolytischen Unterbrecher zu sein. Schon bei Anwendung von 6 Accumulatoren, also ca. 12 Volt, spricht der Unterbrecher, allerdings unregelmässig, an. Die Funkenlänge beträgt bis zu 5 cm. Bei 24 Volt ist die Unterbrechungszahl und auch Funkenlänge schon dem

schnell schwingenden Deprezunterbrecher ebenbürtig. Die maximale Funkenlänge ist von ungefähr 40 Volt an zu erreichen.

Bedeutend ist die Steigerung der Leistungsfähigkeit kleinerer Inductorien. So gestattete z. B. ein Inductorium für maximal 3 cm Funkenlänge zwischen Spitze und Platte einen Lichtbogen von 10,5 cm Länge zu ziehen, bei Anwendung von 110 Volt Betriebsspannung.

Bei grösseren Inductorien für 50 cm und für 70 cm Funkenlänge ist allerdings nicht mehr die normale Funkenlänge zu erzielen.

Aeltere Inductorien haben meist eine zu dickdrähtige Secundärbewicklung, sodass bei starker Belastung derselben die Selbstinduction der Primärspule so verringert wird, dass im Unterbrecher Stromumschlag eintritt. Es empfiehlt sich, für solche Fälle einen inductiven Widerstand vorzuschalten.¹⁾

b) Erscheinungen in gasverdünnten Räumen.

Lässt man die Entladung eines 30 cm Inductoriums durch eine ca. 1 m lange, 4 cm weite Röhre mit aufgekitteten metallenen Endplatten als Elektroden bei so hohen Drucken gehen, dass nur ein ganz schmales, rothes positives Lichtband vorhanden ist, so ist, von der Seite gesehen, oft eine wellenförmig fluthende Bewegung desselben zu beobachten, die beim Betrachten in Richtung der Rohraxe schraubenförmig gewunden erscheint.

Die Lichtemission von Geissler'schen Röhren ist sehr stark, jedoch darf man dieselben nur kurze Zeit eingeschaltet lassen, da sie sich sehr stark erhitzen und auch die Elektroden sehr leicht schmelzen.

Betrachtet man eine solche Spectralröhre im rotirenden Spiegel, so bemerkt man, dass die sehr breiten, hellen Bilder (die grosse Breite lässt auf eine sehr lange Dauer der Entladung schliessen) immer paarweise sehr dicht mit einem ganz schmalen, dunklen Zwischenraum zusammen liegen. Die ein-

1) Die Firma Ferdinand Ernecke, Berlin, fertigt für diesen Zweck Kurbelwiderstände aus Eisendraht an. Die letzten Contacts des Widerstandes sind mit auf Eisenstäben gewickelten Kupferspulen verbunden.

zeln Paare sind durch einen etwas breiteren dunklen Zwischenraum voneinander getrennt. Diese Erscheinung ist erklärlich durch das rasche Aufeinanderfolgen von Stromabfall und Stromanstieg, während bis zu dem darauffolgenden Abfall relativ mehr Zeit vergeht.

c) Verwendung zur Erzeugung von Röntgenstrahlen.

Grössere Schwierigkeiten stellten sich zuerst der Anwendung des Unterbrechers zur Erzeugung von Röntgenstrahlen entgegen. Die bisher gebrauchten Röhren hielten die grossen Energiemengen nicht aus. Sowohl die Antikathoden, als auch die Kathoden selbst schmolzen schon im Bruchtheil einer Secunde weg. Durch das liebenswürdige Entgegenkommen der Firma Ferdinand Ernecke war es mir möglich, Röntgenröhren mit stark hinterlegten Antikathoden, sowie besonders starken Kathoden zu probiren, welche die Entladungen längere Zeit auszuhalten vermögen.

Hrn. Dr. B. Donath, welchem ich an dieser Stelle für seine Bemühungen meinen besten Dank sage, ist es gelungen, in meinem Laboratorium mit Hülfe eines Funkeninductoriums von 30 cm Funkenlänge und des elektrolytischen Unterbrechers, vorzügliche photographische Aufnahmen des Brustkorbes in Bruchtheilen einer Secunde, sowie des Beckens einer erwachsenen Person in wenigen Secunden zu erzielen.¹⁾

Wichtig für die Technik der Röntgendurchleuchtungen ist noch die Möglichkeit, ganz kleine Inductorien zum Betriebe von Röntgenröhren zu benutzen. So gab z. B. ein kleines Inductorium von normal 2—3 cm Funkenlänge in Luft einen Lichtbogen von 10,5 cm Länge, und gestattete mit einer Röntgenröhre schon vorzügliche Durchleuchtung der Extremitäten erwachsener Personen.

d) Anwendung für die Erzeugung von Metallspectren.

Die Entladungen einer zum Inductorium parallel geschalteten Leydener Flasche zwischen Cadmiumspitzen giebt ein sehr starkes Licht. Das Spectrum mit Quarzlinse und Prisma auf

1) Näher beschrieben in dem Buche des Hrn. Dr. B. Donath: „Die Einrichtungen zur Erzeugung der Röntgenstrahlen und ihr Gebrauch“, Berlin 1899. Verlag von Reuther & Reichard.

einen Baryumplatincyantürschirm projecirt war weit in das ultraviolette Gebiet zu verfolgen. Die grosse Lichtstärke wird voraussichtlich die Spectraluntersuchungen im Ultraviolett wesentlich erleichtern.

e) Anwendung zur Ozonerzeugung.

Die Eigenschaft des Unterbrechers, keine Zeit für die inductive Wirkung unbenutzt zu lassen, kommt der technischen Ozonerzeugung sehr zu statten. Wählt man am Inductor sehr geringe Funkenlänge, jedoch äusserst schnelle Unterbrechungen, so ist die Ozonerzeugung ausserordentlich stark. Auch beim Einschalten zu harter Röntgenröhren wird durch die an den Zuleitungsdrähten auftretenden starken Büschelentladungen so lebhaft Ozon erzeugt, dass es sich für den Experimentirenden sehr unangenehm fühlbar macht.

f) Verwendung für die Teslaversuche.

Die gewöhnliche Anordnung mit einer Leydener Flasche hat sich nicht bewährt. Man erhält eigenthümlicherweise nur sehr schwache Wirkungen am Teslatransformator. Die Leydener Flasche absorbirt bei so hohen Unterbrechungszahlen alle Energie, was sich auch durch eine sehr schnelle Erwärmung des Glases bemerkbar macht. Vortheilhafter ist es, zwei Leydener Flaschen in Hintereinanderschaltung zu verwenden. Man verbindet die Aussenbelegung zweier Flaschen mit der Primärspule des Teslaapparates. Die Innenbelegungen verbindet man einerseits mit dem Inductorium unter Zwischenschaltung einer Funkenstrecke zwischen Spitze und Platte, um nur die Oeffnungsströme zu verwenden, andererseits mit einer Zinkkugelfunkenstrecke. Die Effecte an der Teslaspule sind dann schon bei Anwendung kleiner Inductorien ganz hervorragende.

g) Anwendung für die Telegraphie nach Marconi.

Die Einfachheit in der Behandlung, sowie die sofortige Betriebsbereitschaft machen den Unterbrecher auch für dieses Gebiet besonders geeignet, zumal da er nicht wie die Motorunterbrecher auch während der Pausen zwischen den einzelnen Zeichen Energie verbraucht.

2. Anwendung des Unterbrechers zu den Versuchen von Elihu Thomson.

Die bekannten Abstossungsversuche durch Phasenverschiebung von Elihu Thomson, die bisher nur mit Wechselstrom angestellt wurden, lassen sich in ebenso vollkommener Weise mit Hülfe des Unterbrechers mit Gleichstrom anstellen. So konnte von einem ca. 40 cm langen Kern aus weichen Eisendrähten mit einer kleinen Spule ein Aluminiumring ca. 1 m hoch emporgeschleudert werden. Die angewandte Spannung betrug dabei 110 Volt, der Strom 5—6 Ampères.

3. Versuche mit Transformatoren.¹⁾

Die hohe effective Spannung an den Klemmen einer Spule mit Selbstinduction beim Betriebe mit dem elektrolytischen Unterbrecher findet ihre Erklärung in der eigenartigen Stromkurve des Unterbrechers. Im Augenblick der Stromunterbrechung muss bei der Schnelligkeit des Stromabfalles eine ganz bedeutende Spannung durch die Selbstinduction entstehen. Diese im Verein mit der durch den Schliessungsstrom an den Klemmen der Spule vorhandenen Spannung genügt vollkommen zur Erklärung der hohen effective Klemmenspannung, ohne Annahme eines besonderen Resonanzphänomens.

Diese Erhöhung der effective Klemmenspannung bewirkt bei Anwendung des Unterbrechers in Verbindung mit Wechselstromtransformatoren eine scheinbare Vergrößerung des Transformationsverhältnisses. So gab z. B. ein Transformator mit dem Uebersetzungsverhältniss 1:10 bei Anwendung von primär 110 Volt an den Klemmen der Secundärwicklung nicht eine Spannung von 1100 Volt, sondern von etwas über 2200, also einem Transformationsverhältniss 1:20 entsprechend. Da jedoch die primäre Klemmenspannung auch über 220 Volt beträgt trotz der angewandten 110 Volt, so bleibt das Transformationsverhältniss doch dasselbe wie bei Anwendung eines reinen Wechselstromes.

Transformirt man den durch den ersten Apparat herauftransformirten Strom durch einen gleichen zweiten wieder herunter und belastet diesen zweiten Transformator durch

1) A. Wehnelt, l. c.; P. Spiess u. A. Wehnelt, l. c.

successives Einschalten von Glühlampen, so ändert sich aus den oben schon mehrfach angedeuteten Gründen die Unterbrechungszahl (Tonhöhe) des Unterbrechers. Durch passende Auswahl der Glühlampen (8, 16, 25 oder 32 kerzige Lampen) kann man erreichen, dass mit jedem Zuschalten einer geeigneten Glühlampe sich der Ton des Unterbrechers um einen ganzen Ton erhöht und man kann somit gewissermaassen aus dem Unterbrecher ein musikalisches Instrument herstellen, dessen Töne indess nichts weniger als rein sind, sondern das ein recht unangenehmes Geräusch allerdings von musikalisch definirbarer Tonhöhe von sich giebt.

Charlottenburg, im April 1899.

(Eingegangen 22. April 1899.)

6. *Das Wirkungsgesetz des Wehnelt-Unterbrechers;*
von Hermann Th. Simon.

1. Schaltet man in einen elektrischen Gleichstrom von nicht zu kleiner Spannung, z. B. derjenigen einer Lichtleitung eine (etwa mit verdünnter Schwefelsäure gefüllte) elektrolytische Zelle ein, deren eine Elektrode gegen die andere sehr klein ist, so geht, wie schon Richarz¹⁾, sowie Koch und Wüllner²⁾ gezeigt haben, kein constanter Gleichstrom durch den Stromkreis, sondern es treten an der kleineren Elektrode Vorgänge auf, welche dem Strom einen intermittirenden Charakter verleihen. Auf diese Erscheinung gestützt, hat Hr. Wehnelt³⁾ einen interessanten und für die physikalische Technik wichtigen „elektrolytischen Stromunterbrecher“ construiert.

2. Ueber die Eigenschaften des neuen Unterbrechers hat Hr. Wehnelt selbst, haben Spiess und Wehnelt⁴⁾ und seitdem andere Beobachter⁵⁾ (freilich ohne die Wehnelt'schen Resultate wesentlich zu erweitern) eine Reihe von Beobachtungen angestellt, von denen das für die folgenden Untersuchungen wichtige hervorgehoben sei:

Die Anordnung fungirt als Unterbrecher sicher und dauernd nur dann, wenn die kleinere (am besten Platin-)Elektrode Anode ist. Die Zahl der Unterbrechungen nimmt mit der Selbstinduktion des Schliessungskreises ab, mit der Betriebsspannung zu, mit der Grösse der Anodenspitze ab. Die mittlere Stromstärke (gemessen an einem Hitzdrahtampèremeter) nimmt mit der Betriebsspannung zu, mit der Selbstinduction des

1) F. Richarz, Wied. Ann. 39. p. 231. 1890; l. c. 47. p. 581. 1892.

2) R. Koch u. A. Wüllner, Wied. Ann. 45. p. 473 u. 759ff. 1892.

3) A. Wehnelt, Elektrotechn. Zeitschr. Heft 4. 1899.

4) P. Spiess u. A. Wehnelt, Verh. der Deutsch. physik. Gesellsch. 1. p. 53. 1899.

5) A. d'Arsonval, Compt. rend. 128. p. 529. 1899; H. Pellat, l. c. p. 732. 815; P. Bary, l. c. p. 925; J. Carpentier, l. c. p. 987; H. Armagnat, l. c. p. 988.

Schliessungskreises ab, mit der Grösse der Spitzenoberfläche zu etc. Ferner haben Spiess und Wehnelt¹⁾ aus ihren Versuchen geschlossen, dass die Stromcurve, nach der sich die Unterbrechungen vollziehen, horizontale Stücke auf der Nulllinie aufweisen müsse, d. h. dass der Strom während jeder Periode einige Zeit ganz unterbrochen bleibt. Hervorzuheben bleibt noch eine Beobachtung von d'Arsonval²⁾, welcher fand, dass der Unterbrecher auch dann functionirt, wenn man ihn an eine Wechselstromleitung anschliesst, und dass auch dann die Entladungen im secundären Kreise eines mit dem Unterbrecher betriebenen Inductoriums nur in einem Sinne erfolgen. Endlich haben mehrere Beobachter³⁾ bemerkt, dass die Unterbrechungszahl eine Function der Temperatur ist. Doch liegen hierüber noch keine bestimmteren Daten vor.

3. *Ueber den physikalischen Vorgang, der bei dem neuen Unterbrecher die obengenannten complicirten Eigenschaften bestimmt*, haben Spiess und Wehnelt⁴⁾ — durch die Abhängigkeit der Erscheinung von der Selbstinduction des Schliessungskreises bestimmt — die Anschauung ausgesprochen, es bilde sich bei dem Vorgang eine Art von elektrolytischer (Polarisations-)Capacität C an der anodischen Spitze, welche mit der Selbstinduction L des Schliessungskreises ein elektrisch schwingendes System bilde von der Schwingungszeit $T = \pi \sqrt{LC}$. Sie berechnen unter dieser Annahme für einen Fall aus der beobachteten Schwingungszeit T und der gemessenen Selbstinduction L die Capacität an der Anodenspitze zu 17,2 Mikrofara und finden diese Grössenordnung im Einklang mit der Grössenordnung wirklich beobachteter Polarisationscapacitäten.

Da es mir nicht gelang, mir von dieser Vorstellung ein anschauliches Bild zu machen, so habe ich versucht, von einer anderen Auffassung her zum Ziele zu gelangen. Ich habe dieselbe an der Hand der Beobachtungen mathematisch formulirt und durch zahlreiche messende Versuche zu beweisen versucht.

Im Folgenden wird zunächst die Methode dieser Messungen beschrieben; dann werden einige qualitative und quantitative

1) P. Spiess u. A. Wehnelt, l. c. p. 54.

2) A. d'Arsonval, l. c.

3) J. Carpentier, l. c.; H. Armagnat, l. c.

4) P. Spiess u. A. Wehnelt, l. c.

Versuchsergebnisse angeführt, welche für die Aufstellung des hier mitgetheilten Wirkungsgesetzes des Wehnelt-Unterbrechers bestimmend waren; schliesslich wird dieses Wirkungsgesetz selbst abgeleitet, discutirt und an der Hand des Beobachtungsmaterials geprüft.

Wie ich nachträglich fand, wird meine Auffassung in erfreulicher Weise durch die Versuche und Ansichten gestützt, die Hr. Richarz¹⁾ über die Natur der an kleinen Platinelektroden auftretenden Uebergangswiderstände mitgetheilt hat.

4. Die *Methode meiner Versuche* stützte sich auf die Beobachtung der Unterbrechungszeiten des Wehnelt-Unterbrechers unter den verschiedensten Versuchsbedingungen. Die Primärspule eines grösseren Inductoriums wurde mit dem Strome des Stromunterbrechers beschickt und die Anzahl der Funken gezählt, die in der Secunde zwischen den mit der Secundärspule verbundenen Spitzen einer vertical gestellten Funkenstrecke überschlugen. Diese Funkenzahl ist der Unterbrechungszahl gleich. Das Auszählen der Funken geschah folgendermaassen: Durch ein lichtstarkes photographisches Objectiv wurde auf einer photographischen Platte ein Funkenbild des überspringenden Funkens entworfen. Die photographische Platte war an dem Ende eines ca. $2\frac{1}{2}$ m langen schweren Pendels befestigt, welches mittels einer Arretirung immer von derselben Elongation aus losgelassen werden konnte, also immer mit derselben Geschwindigkeit durch den Ort seiner Ruhelage ging.

Die Platte bewegte sich so bei dem Versuche mit stets gleicher Geschwindigkeit senkrecht zu der Linie des Funkenbildes und registrirte durch die Zahl der Funkenbilder auf der Platte die Zahl der Unterbrechungen des Unterbrechers während des Vorbeiganges der Platte. Die Zeit dieses Vorbeiganges, d. h. die Geschwindigkeit der Plattenbewegung, ergab sich in folgender Weise: Bei jeder Versuchsreihe wurde einmal eine Aufnahme der Entladungen des Inductoriums auf der bewegten Platte gemacht, wenn eine der beiden Spitzen der Funkenstrecke auf einer elektromagnetisch bewegten Stimmgabel befestigt war. Die Ansatzstelle des Funkens an dieser

1) F. Richarz, Wied. Ann. 39. p. 67—68 u. 201—235. 1890; l. c. 47. p. 567—582. 1892; l. c. 63. p. 261—267. 1897.

in der Funkenrichtung schwingenden Spitze bildete sich auf der Platte als Sinuslinie ab, welche direct als Zeitmarke dienen kann, sobald man die Schwingungszahl der Stimmgabel kennt. Die letztere wurde mittels des phonischen Rades von La Cour ermittelt und betrug 32,8 Schwingungen in der Secunde. Die Geschwindigkeit der Pendelbewegung durch die Gleichgewichtslage war so gewählt, dass 7 bis 8 ganze Schwingungen der Stimmgabel auf einer 12:9 Platte abgebildet wurden.

5. Ueber die *Genauigkeit der Methode* ist folgendes zu bemerken: Die Selbstinduction des Inductoriums hängt bekanntlich von seiner Belastung ab, d. h. von dem Widerstande der Funkenstrecke im Secundärkreise. Dieser Widerstand ist — worauf ich in einer besonderen Mittheilung zurückkommen werde — wesentlich durch den Bewegungszustand der die Funkenstrecke umhüllenden Luftsäule mitbestimmt. Daher werden bei einer offenen Funkenstrecke nicht zu vermeidende plötzliche Luftströmungen eine Fehlerquelle der Messungen bilden, die einige Zahlen der Tabellen ersichtlich entstellt. Ferner ist die Methode, wenn man immer mit derselben Pendelgeschwindigkeit beobachtet, naturgemäss um so ungenauer, je weniger Unterbrechungen der Unterbrecher macht. Denn es werden dann immer weniger Funken auf der Platte registriert und die Auszählung ist unsicherer. Immerhin zeigen die Tabellen höchst selten Fehler über 10 Proc. Im Mittel bleiben die Fehler weit unter 5 Proc.

6. Schon *qualitativ* gestattet die beschriebene Methode einige für die Beurtheilung der Wirkungsweise des Wehnelt-Unterbrechers *wichtige Beobachtungen*.

So schien es zunächst von Interesse, zu prüfen, ob der Wehnelt-Unterbrecher sowohl Oeffnungs- wie Schliessungsfunken, wie es nach der Spiess-Wehnelt'schen Auffassung zu erwarten wäre, liefert, oder ob er nur die einen und dann welche von beiden er ergibt.

Es wurden zu dem Zwecke Funkenaufnahmen auf der bewegten Platte gemacht, einmal, wenn der Wehnelt-Unterbrecher, das andere Mal, wenn ein mit der Hand bewegter Quecksilbercontact die Unterbrechungen gab. Die Versuche zeigten durch die charakteristische Abbildung der leuchtenden Kathodenseite des Funkens, dass es sich auch bei dem Wehnelt-

Unterbrecher nur um Öffnungsfunken handelt. Weiter wurden die Funken aufgenommen, welche der mit Wechselstrom bis 180 Volt betriebene Wehnelt-Unterbrecher lieferte. Die Bilder zeigen, dass der Unterbrecher immer nur in demjenigen Curventheile des Wechselstromes unterbricht, in der die Platinspitze Anode ist. Nur wenn die Funkenstrecke ganz klein (2 cm) gewählt wird, erhält man auch im anderen Curventheile Funken bez. Büschel. Dann hat man es aber offenbar mit den Büschelentladungen zu thun, welche von den Schwankungen des sinusförmigen Wechselstromes herrühren. Die Unterbrechungen des Unterbrechers lagern sich über diese Erscheinung und zeigen sich auch wieder nur in dem einen Theile der Wechselstromcurve, welcher die Platinspitze zur Anode macht.

7. Die quantitativen Versuche wurden so angestellt, dass jedesmal eine der Grössen, i = Stromstärke, gemessen am Hitzdrahtampèremeter, p = Anodenlänge, d = Anodendurchmesser, E = Betriebsspannung, f = Funkenlänge, t = Temperatur der Säure, variirt wurde, während die übrigen möglichst constant gehalten, bez. als Function der jeweiligen Variablen gemessen wurden. Der Einfluss der Säureconcentration wurde durch einen Vorversuch innerhalb der Grenzen, in denen sie durch den Unterbrecherbetrieb selbst geändert wird, als unwesentlich nachgewiesen. Die Selbstinduction eines Inductoriums lässt sich messbar nicht variiren. Die Abhängigkeit der Unterbrechungszahl von der Selbstinduction konnte nach dieser Methode daher nicht ermittelt werden.

Tabelle I.

$v = 70$ Volt, $p = 5,5$ mm, $d = 0,5$ mm, $i = 9$ Amp., r ist der Regulirungswiderstand, T die Periode der Unterbrechung.

Platten-Nr.	f	r	$T10^5$	Δ	$\Delta\%$
46	10	2,9	305	+ 17	5,5
47	12	2,4	300	+ 12	4,00
48	14	1,9	286	- 2	0,68
49	16	1,5	286	- 2	0,68
50	18	0,88	286	- 2	0,68
51	20	0,03	270	- 18	3,00
52	21	—	286	- 2	0,68
			Mittel 288		

Tabelle II.

 $v = 140$ Volt, $p = 5,5$ mm, $d = 0,5$ mm, $i = 11,25$ Amp.

Platten-Nr.	f	r	$T \cdot 10^5$	Δ	$\Delta\%$
53	10	4,5	179	+ 8	4,5
54	12	3,4	163	- 8	4,5
55	14	2,1	140	- 31	22,0
56	16	1,0	140	- 31	22,0
57	18	2,7	163	- 8	4,5
58	20	2,4	179	+ 8	4,5
59	21	1,8	163	- 8	4,5
60	16	3,05	169	- 2	1,8
			Mittel 171		

Nach dem Platte 56 entsprechenden Versuche wurde die durch den dauernden Betrieb *heissgewordene Säure* durch kalte ersetzt. Die Zahlen der Tab. II. zeigen dementsprechend in Hinsicht auf die Temperatur der Säure, dass bei höherer Temperatur eine höhere Betriebsspannung dazu gehört, um die

Tabelle III.

 $i = 9$ Amp., $f = 15$, $d = 1$ mm.

Platten-Nr.	v	p	r	$T \cdot 10^5$	Δ	$\Delta\%$
135	80	5 mm	2,5	415	± 0	0
138	100	5	4,7	435	+ 20	5
141	120	5	6,6	397	- 18	5
144	140	5	7,6	415	± 0	0
				Mittel 415		
136	80	6	3,6	760	+ 84	11
139	100	6	5,5	677	+ 1	0,18
142	120	6	7,5	677	+ 1	0,18
145	140	6	8,6	590	- 86	13
				Mittel 676		
137 } 150 }	80	7	4,3 } 3,5 }	963	+ 78	8
140	100	7	6,3	795	- 80	10
143 } 148 }	120	7	8,9 } 7,5 }	913	+ 28	3
147	140	7	9,3	870	- 15	1,7
				Mittel 885		

gleiche Unterbrechungszahl hervorzurufen, wie bei tieferer. Das heisst also, dass T mit wachsender Temperatur wächst. Auf diese Thatsache wird weiter unten mit besonderen Versuchen zurückgekommen werden.

Die Tabellen I bis III enthalten die für die Aufstellung des Wirkungsgesetzes des Wehnelt-Unterbrechers bestimmende Thatsache, dass mit ein und demselben Unterbrecher immer dieselbe Unterbrechungszahl erhalten wird, sobald immer dieselbe Stromstärke durch den Apparat geht. Da es sich um die am Hitzdrahtampèremeter gemessene Stromstärke handelt, d. h. um

$$\sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt},$$

so heisst das:

Bei einem bestimmten Unterbrecher ist die zu einer Unterbrechung erforderliche Stromarbeit immer dieselbe.

8. Diese Thatsache, in Verbindung mit den unter 6. erhaltenen Resultaten, drängt zu der Auffassung, dass es sich bei dem „elektrolytischen“ Unterbrecher nicht um eine elektrolytische, sondern um eine Wärmewirkung des Stromes handelt. Der Vorgang ist offenbar folgender: Wenn man den Strom durch den Wehnelt'schen Unterbrecher schliesst, so wächst er wegen der vorhandenen Selbstinduction relativ langsam auf seinen Endwerth E/r an, wo E die Betriebsspannung, r der Widerstand des Stromkreises ist. Die Widerstände im metallischen Schliessungskreise sind relativ so klein, dass sie ausser Acht bleiben können. Im Unterbrecher selbst wiederum findet der Strom einen wesentlichen Widerstand nur auf der Oberfläche der Platinspitze, da ihm überall sonst eine Bahn von relativ sehr grossem Querschnitt zur Verfügung steht, der beim Eintritt des Stromes in die anodische Spitze plötzlich auf die Grösse der Spitzenoberfläche beschränkt wird. Somit wird auch die Entwicklung Joule'scher Wärme durch den Strom wesentlich auf die Spitzenoberfläche localisirt sein. Die Temperatur wird dort schnell wachsen, bis schliesslich eine Verdampfung über der ganzen Oberfläche einsetzt und den Stromdurchgang plötzlich unterbricht.¹⁾ Ist eine grössere Selbstinduction vorhanden,

1) Vgl. dazu F. Richarz, Wied. Ann. 39. p. 81 ff. u. 232. 1890; l. c. 47. p. 579 ff. 1892; l. c. 63. p. 261 ff. 1897.

so bringt der Oeffnungsextrastrom die Leuchterscheinungen an der Anode hervor, wie sie gewöhnlich zu beobachten sind, während sie bei kleiner Selbstinduction fehlen. Sobald der Strom unterbrochen ist, tritt eine Abkühlung ein, der Dampf condensirt sich, der Strom wird schliesslich wieder geschlossen und der Vorgang beginnt von neuem.

9. *Diese qualitative Vorstellung lässt sich folgendermaassen quantitativ formuliren:* Wie erwähnt, hat man zwei Phasen jeder Unterbrechungsperiode zu unterscheiden, die erste vom Momente des Stromschlusses bis zur Unterbrechung (Zeitdauer T_1), die zweite vom Momente der Unterbrechung bis zum abermaligen Stromschluss (Zeitdauer T_2). Die Gesamtdauer einer Periode ist also:

$$(1) \quad T = T_1 + T_2.$$

Die Dauer T_1 der ersten Phase ergibt sich nach folgender Ueberlegung: Schliesst man eine Stromquelle von der Spannung E durch einen Leiterkreis vom Widerstande w und der Selbstinduction L , so ist bekanntlich die Stromstärke i in jedem Zeitpunkte t durch die Beziehung bestimmt:

$$(2) \quad i = \frac{E}{w} \left(1 - e^{-\frac{w}{L}t} \right),$$

wo e die Basis der natürlichen Logarithmen ist.

Für die Wirkungsweise des Unterbrechers kommt, wie gesagt wesentlich nur der Widerstand w des Unterbrechers selbst in Betracht. Derselbe kann der Oberfläche ω der Anode umgekehrt proportional gesetzt werden. Denn es ist schon erwähnt, dass er wesentlich aus dem Widerstande besteht, den die plötzliche Beschränkung des Leitungsquerschnittes auf die Grösse der Anodenoberfläche bedingt. Da der Widerstand einer Flüssigkeitssäule allgemein durch $w = \pi l/q$ gegeben ist, wo l die Länge, q der Querschnitt der Säule, π der specifische Widerstand der Flüssigkeit ist, so wird w überall sehr klein, wo der Querschnitt hinlänglich gross ist. Nur für eine kleine Strecke l an der Spitzenoberfläche wird w endlich $= \pi l/\omega$. Ueber l wissen wir nichts. Doch ist es wahrscheinlich, dass es bei demselben Apparate als constant betrachtet werden kann. Da

sich während jeder Unterbrechung die Temperatur der Säure, d. h. also α periodisch ändert, so ist w offenbar eine Function der Stromstärke, d. h. hier der Zeit. Doch wird es für eine erste Annäherung statthaft sein, einen mittleren Werth von w als constant zu behandeln.¹⁾ Somit können wir setzen:

$$(3) \quad w = \frac{k}{\omega}.$$

Es wird also in unserem Falle i nach der Gleichung (2) wachsen, bis die von ihm an der Anodenoberfläche entwickelte Joule'sche Wärme so gross ist, dass dort eine Verdampfung und somit eine Stromunterbrechung eintritt. Die in der Zeit T_1 entwickelte Joule'sche Wärme ist:

$$W = 0,24 \int_0^{T_1} i^2 w dt.$$

Jedesmal, wenn dieses W einen bestimmten Werth c_1 erreicht, tritt, wie die Versuche unter 7. zeigen, die Verdampfung, d. h. die Unterbrechung ein. Somit ergibt sich der Ansatz:

$$(4) \quad 0,24 \int_0^{T_1} i^2 w dt = c_1.$$

Die Constante c_1 stellt sich der Ueberlegung als eine complicirte Function der Temperatur, des Druckes, der specifischen Wärme, der Verdampfungswärme und der Wärmeleitung der Flüssigkeit des Unterbrechers, ferner des Gewichtes, der Wärmeleitung, der specifischen Wärme des Anodenmaterials etc. dar. Langsame Flüssigkeitsströmungen, wie sie durch den Unterbrecherbetrieb eingeleitet werden, dürften für c_1 keine Bedeutung besitzen, da die Unterbrechungsvorgänge so schnell verlaufen, dass dagegen die Strömungsgeschwindigkeit nicht in Betracht kommt. Wesentlich scheinen dagegen die Wärmeigenschaften des an der Anode elektrolytisch abgeschiedenen Gases eine Rolle zu spielen, worauf weiter unten zurückgekommen wird. Zunächst aber genügt es, zu wissen, dass c_1 für ein und denselben Unterbrecher eine Constante ist, wie es die unter 7. angeführten Versuche zeigen.

1) Vgl. dazu F. Richarz, Wied. Ann. 39. p. 81 ff. 1890; l. c. 47. p. 573 ff. 1892.

Führt man aus (2)

$$i^2 = \frac{E^2}{w^2} \left(1 - 2e^{-\frac{w}{L}t} + e^{-\frac{2w}{L}t} \right)$$

in (3) ein, so erhält man schliesslich:

$$(5) \left\{ \begin{aligned} 0,24 w \int_0^{T_1} i^2 dt &= \frac{0,24 E^2}{w} \left\{ \int_0^{T_1} dt - 2 \int_0^{T_1} e^{-\frac{w}{L}t} dt + \int_0^{T_1} e^{-\frac{2w}{L}t} dt \right\} \\ &= \frac{0,24 E^2}{w} \left\{ \frac{\frac{T_1}{1} + 2 \frac{L}{w} e^{-\frac{w}{L}T_1} - \frac{L}{2w} e^{-\frac{2w}{L}T_1}}{0} \right\} \\ &= \frac{0,24 E^2}{w} \left\{ T_1 + 2 \frac{L}{w} e^{-\frac{w}{L}T_1} - \frac{L}{2w} e^{-\frac{2w}{L}T_1} - \frac{2L}{w} + \frac{L}{2w} \right\} \\ &= \frac{0,24 E^2}{w} \left\{ T_1 - \frac{2L}{w} \left(1 - e^{-\frac{w}{L}T_1} \right) + \frac{L}{2w} \left(1 - e^{-\frac{2w}{L}T_1} \right) \right\} = c_1. \end{aligned} \right.$$

Für $t = L/w$ wird der Ausdruck $e^{-w/Lt}$ der Gleichung (2) = 1. Man nennt bekanntlich L/w die Zeitconstante. Dieselbe ist die Zeit, in welcher der Strom i zu $1 - 1/e = 0,65$ seines schliesslichen maximalen Werthes ansteigt. Die Zeitconstante ist praktisch meist eine kleine Zahl, d. h. die Curve von i steigt sehr steil zu dem Werthe $0,65 E/w$ an. Könnten wir in unserem Falle annehmen, dass die Zeit T_1 wesentlich grösser ist als L/w , d. h. könnten wir L/w gegen T_1 als klein setzen, so wären e^{-w/LT_1} und e^{-2w/LT_1} kleine Brüche, die neben 1 in der Gleichung (5) vernachlässigt werden könnten.

Der Sinn dieser Vernachlässigung geht aus nachstehender graphischer Darstellung (Fig. 1) am besten hervor. Die Curve $i^2 = f(t)$ zeigt das Anwachsen des Stromquadrates mit der Zeit. Nach der Zeit $t = (L/w)$ ist 0,65 des endlichen Werthes E^2/w^2 erreicht. Der vertical schraffierte Raum ist der Joule'schen Wärme proportional, die durch das über die Zeit L/w genommene Stromintegral entwickelt wird, während das durch die Ordinate T_1 T_1 abgegrenzte, schräg schraffierte Flächenstück die entsprechende, in der Zeit T_1 entwickelte Wärme darstellt. Können wir, wie in der Fig. 1, T_1 gross gegen L/w

setzen, so kommt das vertical schraffierte Flächenstück gegen das schräg schraffierte nicht in Betracht.

Die Messung der Selbstinduction des Primärkreises des von mir benutzten Inductoriums mittels Wechselstrom ergab, wenn die secundäre Spule durch eine Funkenstrecke geschlossen war, den Werth $4 \cdot 10^6$ cm. Der Widerstand des Stromkreises mit dem Unterbrecher war ca. 40 Ohm = $4 \cdot 10^{10}$ C.G.S. Er wurde durch Strom- und Spannungsmessung bestimmt und

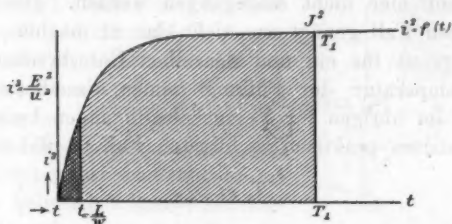


Fig. 1.

zeigte sich stark von der Stromstärke abhängig, d. h. von der Erwärmung der Säure in der Umgebung der Anodenspitze. Er sinkt bei starkem Strome auf 10 bis 20 Ohm.¹⁾ Die Zeitconstante ist demnach von der Grössenordnung $4 \cdot 10^6 / 4 \cdot 10^{10}$ bis $4 \cdot 10^6 / 10^{10}$, d. h. $1/10000$ bis $4/10000$ Secunde. Da die Unterbrechungszeiten von der Grössenordnung $1/1000$ Sec. sind, so ist in der That die Voraussetzung der oben gemachten Vernachlässigung vollanft erfüllt.

Somit wird

$$0,24 \int_0^{T_1} i^2 dt = \frac{0,24 E^2}{w} \left(T_1 - \frac{3}{2} \frac{L}{w} \right) = c_1$$

oder

$$(6) \quad \begin{cases} T_1 = \frac{3}{2} \frac{L}{w} + \frac{c_1 w}{0,24 E^2} \\ = \frac{3}{2} \frac{L}{w} + C_1 \frac{w}{E^2} \end{cases}$$

Mit Benutzung von Gleichung (3) wird daraus

$$(7) \quad T_1 = \frac{3}{2} \frac{L \omega}{k} + \frac{C_1 k}{\omega E^2}.$$

1) Vgl. dazu F. Richarz, Wied. Ann. 47. p. 575. 1892.

Die Zeitdauer T_2 der zweiten Phase des Unterbrechungsvorganges ist durch die Schnelligkeit bestimmt, mit der die an der Anode und ihrer Umgebung aufgespeicherte Wärme c_1 wieder verschwindet, also durch die Abkühlungsgeschwindigkeit der Anode und ihrer Umgebung. Dieselbe muss eine complicirte Function aller möglichen Wärmefactoren der Anode und ihrer Umgebung, sowie der Strömungsvorgänge in der Flüssigkeit des Unterbrechers sein. Auf ihre möglichen Eigenschaften soll hier nicht eingegangen werden. Denn für den vorliegenden Fall genügt es, sich klar zu machen, dass die Abkühlungszeit für ein und denselben Unterbrecher bei derselben Temperatur der Füllung immer dieselbe sein wird, was auch im übrigen für Versuchsbedingungen bestehen.

Für diesen praktisch wichtigsten Fall ist daher

$$(8) \quad T_2 = C_2$$

constant.

Wir erhalten endlich aus Gleichungen (1), (7) und (8)

$$(9) \quad T = T_1 + T_2 = \frac{3}{2} \frac{L}{w} + C_1 \frac{w}{E^2} + C_2,$$

welche T als Function von L , w und E wiedergiebt.

Mit Benutzung von Gleichung (7) können wir auch schreiben

$$(10) \quad T = \frac{3}{2} \frac{L \omega}{k} + \frac{C_1 k}{\omega E^2} + C_2$$

und erhalten T als Function von L , E , ω .

10. Die *qualitative Discussion* dieser Gleichung zeigt in Uebereinstimmung mit den unter 2 angeführten Eigenschaften des Unterbrechers, dass die Unterbrechungszahl mit wachsender Betriebsspannung und wachsender Selbstinduction des Schliessungskreises ebenfalls wächst, mit zunehmendem Widerstande, d. h. mit abnehmender Grösse der Anodenoberfläche dagegen abnimmt. Mit wachsender Betriebsspannung nähert sie sich einem kleinsten Grenzwerte

$$A = \frac{3}{2} \frac{L}{w} + C_2$$

asymptotisch. Dieser Grenzwert ist $\frac{3}{2}$ der Zeitconstante, vermehrt um die Constante C_2 der zweiten Unterbrechungsphase.

Er liegt also um so tiefer, d. h. man hat um so mehr Unterbrechungen, je kleiner L und je grösser w , d. h. je kleiner die Oberfläche der Anode ist. Ferner erhält man, wie die Gleichung (10) weiter zeigt, um so mehr Unterbrechungen, je kleiner C_2 ist. Von dieser Constante kann man soviel jedenfalls sagen, dass sie um so kleiner sein wird, je kälter die Flüssigkeit des Unterbrechers ist, denn um so schneller kühlt sich die Anode und die Dampfschicht ab. Da es praktisch auch aus anderen Gründen zweckmässig ist, die Temperatur der Flüssigkeit des Unterbrechers auf tieferer Temperatur constant zu erhalten, so habe ich folgende Einrichtung des Unterbrechers getroffen, die sich gut bewährt hat. (Vgl. Fig. 2.)

Ein vertikales Bleirohr B von 3 cm Durchmesser und ca. 10 cm Höhe bildet die Kathode. Dasselbe ist unten durch einen eingeschraubten Hartgummi- oder Specksteindeckel F verschlossen, welcher als Führung für den in der Axe des Bleirohres stehenden Platinstift S dient. Es ist

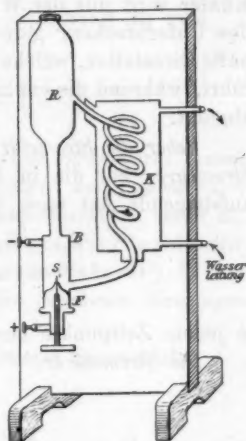


Fig. 2.

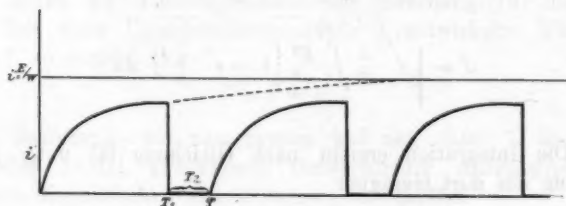


Fig. 3.

zweckmässig diesen Stift regulirbar einzurichten, wie es bei den neueren, von der Firma Ernecke in Berlin in den Handel gebrachten Wehnelt-Unterbrechern geschieht.

Das Bleirohr B hat der Platinspitze gegenüber einen seitlichen Ansatz, der zu der Glasspirale eines Liebig'schen

Kühlers K führt. Das andere Ende desselben führt in ein 3 cm weites oben stark erweitertes Glasrohr R , welches in die obere Mündung des Bleirohres eingekittet ist. Der Liebig'sche Kühler wird mit der Wasserleitung verbunden. Beim Betriebe des Unterbrechers geräth die Füllung desselben in eine lebhafte Circulation, welche beständig gekühlte Säure an die Anode führt, während die erwärmte in dem Kühler ihre Wärme wieder abgibt.

Ueber die Stromstärke ergibt die Theorie folgendes: Die Stromcurve hat die in Fig. 3 wiedergegebene Form, wo der aufsteigende Ast nach der Gleichung (2)

$$i = \frac{E}{w} \left(1 - e^{-\frac{w}{L} t} \right)$$

in jedem Zeitpunkte bestimmt ist.

Die Stromstärke

$$J = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{T_1} i^2 dt},$$

wie sie am Hitzdrahtinstrument abgelesen wird (wo T_1 die Zeitdauer des Stromdurchganges bedeutet), lässt sich daraus in folgender Weise berechnen: Es ist zu bilden

$$J = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{T_1} \frac{E^2}{w^2} \left(1 - e^{-\frac{w}{L} t} \right)^2 dt}.$$

Die Integration ergibt nach Gleichung (4) unter Benutzung des dort Gesagten

$$12) \quad J = \sqrt{\frac{E^2}{w^2 T} \left(T_1 - \frac{3}{2} \frac{L}{w} \right)}.$$

Setzt man aus Gleichung (6)

$$T_1 = \frac{3}{2} \frac{L}{w} + C_1 \frac{w}{E^2}$$

ein, so erhält man

$$(13) \quad J = \sqrt{\frac{C_1}{w T}},$$

woraus schliesslich mit Benutzung von Gleichung (9) wird

$$(14) \quad J = \sqrt{\frac{C_1}{\frac{1}{3} L + \frac{C_1 w^2}{E^2} + i_1 w}}.$$

Die am Hitzdrahtinstrumente angezeigte Stromstärke nimmt demnach mit wachsender Unterbrechungszeit und wachsendem Widerstande, d. h. kleiner werdender Anodenoberfläche rasch ab, mit wachsender Betriebsspannung schnell zu, mit wachsender Selbstinduction ab, ganz wie es die Versuche von Wehnelt¹⁾, Spiess und Wehnelt²⁾, sowie die in den Tabellen gegebenen Messungen zeigen.

Die am Hitzdrahtinstrument abgelesene Stromstärke

$$J = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{T_1} i dt},$$

ist bekanntlich die Stärke eines Gleichstromes, der in derselben Zeit dieselbe Erwärmung hervorruft wie der gemessene discontinuirliche Wechselstrom.

Bilden wir dementsprechend aus Gleichung (13) die in der Zeit einer Unterbrechungsperiode T entwickelte Wärme $J^2 w T$, so ergibt sich

$$J^2 w T = C_1,$$

eine Beziehung, die naturgemäss auf den unter 7. in den Tabellen I—III gewonnenen thatsächlichen Ausgangspunkt unserer theoretischen Betrachtungen zurückführt.

Nach Gleichung (13) lässt sich die Constante C_1 experimentell ermitteln. Setzt man in ihr

$$w = \frac{k}{\omega}, \text{ so wird } \frac{J T k}{\omega} = C_1.$$

1) A. Wehnelt, l. c.

2) P. Spiess u. A. Wehnelt, l. c.

Untersucht man die Unterbrechungszeiten eines Unterbrechers bei verschiedener Anodenoberfläche, aber gleichbleibender Stromstärke J , so ergibt die letzte Gleichung die Beziehung

$$\frac{T_1}{\omega_1} : \frac{T_2}{\omega_2} : \frac{T_3}{\omega_3} = C_1 : C_2 : C_3.$$

Für die oben in der Tabelle III mitgetheilten Versuche erhalten wir so

$$C_1 : C_2 : C_3 = \frac{415}{5,25} : \frac{676}{6,25} : \frac{885}{7,25} = 79 : 108 : 122.$$

Für die weitere Prüfung des Gesetzes sind die Gleichungen (12), (13), (13) von Bedeutung.

Die *maximale Stromstärke* J_{T_1} , die in dem Momente herrscht, wo der Strom unterbrochen wird, die also beim Inductorienbetrieb für die Funkenlänge maassgebend ist, ergibt sich, wenn man in die Gleichung

$$i = \frac{E}{w} \left(1 - e^{-\frac{L}{w} t} \right)$$

für t den Werth

$$T_1 = \frac{3}{2} \frac{L}{w} + C_1 \frac{w}{E^2}$$

einführt.

$$(15) \quad \begin{cases} J_{T_1} = \frac{E}{w} \left(1 - e^{-\frac{w}{L} \left(\frac{3}{2} \frac{L}{w} + C_1 \frac{w}{E^2} \right)} \right) \\ = \frac{E}{w} \left(1 - e^{-\frac{3}{2} + \frac{C_1 w^2}{L E^2}} \right). \end{cases}$$

Je grösser E und je kleiner w , desto grösser wird J_{T_1} , desto kleiner wird aber auch das zweite Glied der Gleichung (14). J_{T_1} nähert sich daher mit wachsendem E asymptotisch dem Grenzwert

$$\frac{E}{w} \left(1 - \frac{1}{e^{3/2}} \right) = \frac{7}{9} \frac{E}{w} = \frac{7}{9} J_{\max},$$

wenn J_{\max} der Strom ist, der schliesslich erreicht würde, wenn keine Unterbrechung eintrete.

Es ergibt sich also aus dieser Discussion, dass das durch Gleichung (9) oder (10) aufgestellte Gesetz des Wehnelt-Unterbrechers qualitativ alle Beobachtungen vollständig und eindeutig wiedergibt.

11. *Quantitativ* lässt sich dasselbe mittels der oben beschriebenen Methode insoweit prüfen, als es die Abhängigkeit der Unterbrechungsperiode von w , bez. ω und E enthält. Da mir ein Unterbrecher mit regulirbarer Spitze erst seit kurzem zu Gebote steht, so musste ich zunächst die Prüfung auf die Abhängigkeit der Unterbrechungszeiten von der Betriebsspannung beschränken.

Für diesen Fall ist, wenn immer dasselbe Inductorium bei derselben Belastung benutzt wird, L eine Constante. Ebenso können wir w , wenn immer derselbe Unterbrecher bei möglichst derselben Temperatur der Füllung Verwendung findet, als solche betrachten.

Gleichung (9) wird dann:

$$(11) \quad T = A + \frac{B}{E^2},$$

wo

$$A = \frac{2}{3} \frac{L}{w} + C_2 \quad \text{und} \quad B = C_1 w.$$

In Tab. IV und V sind zwei entsprechende Versuchsreihen wiedergegeben. Aus den Beobachtungen der T wurden nach Formel (11) zunächst die Constanten A , dann B berechnet. In der Columnne $T \cdot 10^5$ ber. sind dann die nach der Formel (11) berechneten Werthe für T enthalten.

Tabelle IV.

$$f = 15 \text{ cm}, \quad p = 5,5 \text{ mm}, \quad d = 0,8 \text{ mm},$$

$$A = 107 \cdot 10^{-5}, \quad B = 610000 \cdot 10^{-5}, \quad T \cdot 10^5 = 107 + \frac{610000}{E^2}.$$

Platten Nr.	v	$T \cdot 10^5$ beob. sec	$T \cdot 10^5$ ber. sec	A	$\Delta\%$
24	140	138	138	± 0	± 0
25	130	143	143	± 0	± 0
26	120	152	149	-3	-2
27	110	163	157	-6	-3,6
28	100	174	168	-6	-3,6
29	90	183	182	-1	-0,5
30	80	195	202	+7	+3,9
31	70	213	221	+8	+3,7
32	60	260	251	-9	-3,5
33	50	405	351	-54	-10
34	40	538	487	-51	-10

Tabelle V.

$$f = 20 \text{ cm}, \quad p = 5,5 \text{ mm}, \quad d = 0,8 \text{ mm},$$

$$A = 125 \cdot 10^{-5}, \quad B = 860\,000 \cdot 10^{-5}, \quad T \cdot 10^5 = 125 + \frac{860\,000}{E^2}.$$

Platten Nr.	φ	$T \cdot 10^5$ beob. sec	$T \cdot 10^5$ ber. sec	Δ	$\Delta \%$
35	140	174	169	- 5	2,9
36	130	172	176	+ 4	2,3
37	120	186	185	- 1	0,5
38	110	192	196	+ 4	2,2
39	100	210	211	+ 1	0,5
40	90	238	231	- 7	3
41	80	265	259	- 6	2,3
42	80	305	300	- 5	1,6
43	60	352	364	+ 12	3,3

Die beiden Tabellen zeigen, dass die Theorie die Beobachtungen auch quantitativ mit grosser Genauigkeit wiedergiebt, insoweit die Abhängigkeit von der Betriebsspannung in Frage kommt.

12. Ueber die Abhängigkeit des Unterbrechungsvorganges von der Temperatur der Unterbrecherflüssigkeit habe ich eine Reihe von Versuchen gemacht, deren Zahlen ich aber nicht wiedergebe, da sie noch nicht klar genug die Verhältnisse übersehen lassen und da auch hier die Theorie noch keinen bestimmten Aufschluss giebt. Die Versuche erstrecken sich auf ein Temperaturbereich von $20-60^\circ$ und sind unter mannichfachster Variation der Versuchsbedingungen angestellt. Sie ergeben allgemein eine Zunahme der Unterbrechungszeiten mit der Temperatur, doch bisweilen so, dass dieser Zunahme zunächst eine geringe und langsame Abnahme auf einen Minimalwerth vorangeht, von dem aus dem höheren Werth dann um so schneller zugestrebt wird.

Es scheint nach diesem Verhalten, als ob sich zwei Temperatureinflüsse bei der Bestimmung der Unterbrechungszeiten entgegenwirken. Ein solches Verhalten wird auch durch die Theorie wahrscheinlich gemacht. Denn einmal vergrössert eine Temperaturzunahme die Leitfähigkeit der Säure, verkleinert also den Widerstand des Unterbrechers; ferner vermindert dieselbe die bis zur Verdampfung zuzuführende Wärme, d. h. die Constante C_1 des Apparates; beides Einflüsse, welche

die Unterbrechungszeit zu verkleinern streben. Andererseits aber vergrössert eine Temperaturzunahme der Flüssigkeit die Abkühlungszeit C_2 , ein Einfluss, der die Unterbrechungszeit wieder zu vergrössern trachtet. Ob dieses Zusammenwirken in der That so statt hat und ob der Temperatureinfluss in einfacher Weise in der Theorie berücksichtigt werden kann, muss weiteren Versuchen überlassen bleiben, mit denen ich beschäftigt bin.

Oberhalb der Temperatur 160° wurde die Wirkungsweise meist schon unsicher; der Unterbrecher versagt dann oft in derselben Weise, wie es Spiess und Wehnelt¹⁾ für den Fall beschreiben, dass man den Secundärkreis eines mit dem Unterbrecher betriebenen Inductoriums durch eine zu grosse Funkenstrecke übermässig belastet.

Mit diesen Thatsachen und den schon über die Constante C_2 gemachten Bemerkungen ist es schwer vereinbar, dass Carpentier²⁾ in der Erhöhung der Flüssigkeitstemperatur einen Vortheil gefunden haben kann, der ihn bestimmte, den Unterbrecher mit einer wärmeundurchlässigen Hülle zu umgeben.

Nach meinen Erfahrungen ist gerade das Gegentheil erwünscht und anzustreben. Ja ich halte eine der oben beschriebenen Unterbrecheranordnung mit Kühlung ähnliche Einrichtung sogar für dringend erforderlich, wenn es sich um den Dauerbetrieb des Unterbrechers handelt.

13. Von allen Fragen, die sich bisher bei der Beobachtung des Wehnelt-Unterbrechers aufdrängen, bleibt demnach nur noch die eine zu beantworten, *warum der Unterbrecher nur einseitig wirkt*, d. h. nur dann, wenn die kleinere Elektrode die Anode ist. Die vorstehend entwickelte Theorie lässt hierfür zunächst keinen Grund erkennen. Hier äussert sich zweifellos ein secundärer Einfluss der Elektrolyse. Man könnte denken, dass die grössere Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs unter den gewöhnlichen Betriebsbedingungen keine genügende Ansammlung von Joule'scher Wärme an der Elektrodenoberfläche hervorbringen könne, um ein so plötzliches Verdampfen hervor-

1) P. Spiess u. A. Wehnelt, l. c.

2) J. Carpentier, l. c.

zurufen, wie es für die Unterbrechungen nöthig ist. Dann müsste aber eine Erhöhung der Betriebsspannung schliesslich zum Ziele führen.

Ein Versuch, den ich mit 300 Volt machte, ergab in der That Unterbrechungen, doch wurde die Spitze sehr bald glühend und schmolz ab. Das Ergebniss widerspricht daher der oben ausgesprochenen Vermuthung.

Es lagert sich offenbar über die eigentliche Unterbrechungserscheinung eine secundäre Wirkung des elektrolytisch abgeschiedenen Wasserstoffs auf das Platin.

Dass es in der That allein der Wasserstoff ist, der die nach der Theorie auch im umgekehrten Sinne zu erwartende Unterbrechungserscheinung stört, beweisen die Versuche, die ich mit dem Wehnelt-Unterbrecher bei Füllung mit Zink- oder Kupfervitriol machte. In diesem Falle nämlich, wo kein Wasserstoff an der Platinkathode abgeschieden wird, wirkt der Unterbrecher ebensogut in dem einen, wie in dem anderen Sinne, nur dass die durch die Metallabscheidung rauhe Oberfläche die Regelmässigkeit der Erscheinung stört.

Um diese Wirkung des Wasserstoffs zu erklären, liegt es nahe, an die Diffusions- und Absorptionswirkungen zu denken, wie sie beim Platin und Wasserstoff schon mehrfach beobachtet sind. Wie ich sehe, haben auch die Herren Koch und Wüllner¹⁾, sowie Hr. Richarz²⁾ und andere bereits solche Wirkungen zur Erklärung gewisser Unregelmässigkeiten herangezogen, die sich ihnen bei der Untersuchung des Uebergangswiderstandes kleiner Platinelektroden in verdünnter Schwefelsäure zeigten. Die Entzündung des Wasserstoffs durch Platinmoor ist die bekannteste Erscheinung der Art. Ferner gehört folgender interessante Versuch von Bellati und Lussana³⁾ hierher: Ein Barometer wurde oben durch eine aufgesetzte Eisenplatte geschlossen und durch Aufkitten eines Glasringes ein Voltameter hergestellt, dessen Boden und gleichzeitig Kathode die Eisenplatte bildete. Wurde der Strom geschlossen, so fiel das Quecksilber im Barometer, indem der auf der oberen Seite

1) R. Koch u. A. Wüllner, Wied. Ann. 45. p. 774. 1892.

2) F. Richarz, Wied. Ann. 47. p. 582. 1892.

3) M. Bellati u. S. Lussana, Atti R. Ist. Veneto (7) 1. p. 1173. 1890; Zeitschr. f. physik. Chem. (7) p. 229. 1891.

der Eisenplatte elektrolytisch entwickelte Wasserstoff in die Barometerleere diffundirte.¹⁾ Zur Erklärung heranzuziehen sein dürfte auch folgender Versuch von Planck, den er einmal in seiner Vorlesung mittheilte: In die Wand eines mit Wasserstoff gefüllten Glasballons war ein Platindraht eingeschmolzen. Wurde dieser Draht durch eine Bunsenflamme auf hoher Temperatur gehalten, so zeigte sich nach einiger Zeit, dass der Wasserstoff vollständig aus dem Ballon herausdiffundirt war. Auf Grund dieser Versuche hätte man sich den Vorgang so zu erklären, dass der an der heissen kathodischen Platinspitze abgeschiedene Wasserstoff sehr energisch von dem Platin adsorbirt und dabei eine grosse Wärme entwickelt wird, die ihrerseits wieder den Adsorptionsvorgang begünstigt. Schliesslich wird ein Abschmelzen der Platinspitze eintreten müssen.

Somit erweist sich die Einseitigkeit des mit Schwefelsäure gefüllten Wehnelt-Unterbrechers als eine secundäre Erscheinung, welche mit dem eigentlichen Vorgang der Unterbrechung nichts zu thun hat.

Göttingen, Physikal. Inst. d. Univ., 27. April 1899.²⁾

1) W. Nernst, Theor. Chemie, 2. Aufl. p. 167. 1896.

2) Für die Durchführung der Versuche dieser Arbeit bot mir die elektrotechnische Abtheilung des Laboratoriums der Göttinger Vereinigung ihre werthvollen Hilfsmittel. Meinem Freunde Prof. Des Coudres, fühle ich mich für die Ueberlassung derselben, wie für manchen werthvollen Rath aufs Herzlichste verpflichtet.

(Eingegangen 28. April 1899.)

7. Ueber Spitzenentladung bei Hochfrequenzströmen; von F. Himstedt.

1.

In einer früheren Arbeit¹⁾ habe ich einige Versuche über die Ausstrahlung der Elektrizität aus der Spitze eines Teslapoles beschrieben, deren Resultate sich dahin zusammenfassen liessen: Befestigt man auf dem einen Pole eines Teslatransformators eine feine Spitze und stellt dieser gegenüber in solcher Entfernung, dass keine Funken mehr überspringen können, eine isolirte Scheibe auf, so ladet sich diese stets *positiv*, wenn die Ausstrahlung in Luft oder Sauerstoff stattfindet, dagegen stets *negativ* in allen anderen untersuchten Gasen, gleichgültig in welcher Richtung der primäre Strom in das Inductorium geschickt wird, oder welchen Pol der Teslaspule man benutzt.

Die Versuche sind inzwischen von anderen Beobachtern bestätigt worden, so von Hrn. Wesendonck²⁾, welcher gezeigt hat, dass das gleiche Resultat auch ohne Teslaspule bei den schnellen Oscillationen der Lecher'schen bez. Blondlot'schen Anordnung für Hertz'sche Versuche erhalten werden kann. Ferner von Hrn. Pflüger³⁾, welcher auch die weitere Beobachtung, dass wenn der zweite Pol der Teslaspule nicht unter Oel isolirt ist, dann bei geeigneter Anordnung statt der positiven unter Umständen auch negative Ladungen erhalten werden können, bestätigt hat. Hr. Pflüger hebt in seiner Mittheilung besonders hervor, dass wenn man den zweiten Pol unter Oel isolirt hält, und in Luft ausstrahlen lässt, man zwar stets + Elektrizität erhält, welchen Pol der Spule man auch benutzen mag, dass aber die Elektrizitätsmengen, welche man erhält, bei dem einen Pol bedeutend grösser sind als bei dem anderen, bez. wenn man stets denselben Pol ausstrahlen lässt, man sehr verschiedene Mengen erhält, wenn man den das Inductorium treibenden Strom commutirt. Ich habe die ungleiche Aus-

1) F. Himstedt, Wied. Ann. 52. p. 473. 1894.

2) K. Wesendonck, Naturw. Rundschau 10. p. 401. 1895.

3) A. Pflüger, Wied. Ann. 60. p. 768. 1897.

strahlung der Pole schon bei meinen ersten Versuchen bemerkt, sie aber nicht weiter hervorgehoben, weil nach verschiedenen darüber angestellten Versuchen ich die Ueberzeugung gewonnen hatte, dass die Erscheinung sich erklären lasse aus schon bekannten Thatsachen.

Zunächst möchte ich darauf hinweisen, dass die erwähnten Unterschiede beim Pol- oder Stromwechsel nur dann bedeutend sind, wenn irgend wo in der Anordnung eine Unsymmetrie vorhanden ist, dass dagegen, wenn man mit Sorgfalt auf möglichst vollkommene Symmetrie achtet, die Unterschiede in den ausgestrahlten Elektricitätsmengen durchaus nicht so gross sind, dass man sie, wie Hr. Plüger angiebt, auch ohne quantitative Messungen sicher erkennen könnte. Ich kann dies durch die folgenden Versuche (Fig. 1) belegen: Der Primärkreis des Inductoriums war gebildet aus einer Accumulatoren-Batterie Q , einem Foucault'schen

Quecksilberunterbrecher F und der Primärspule des Inductoriums P_1 . Von den

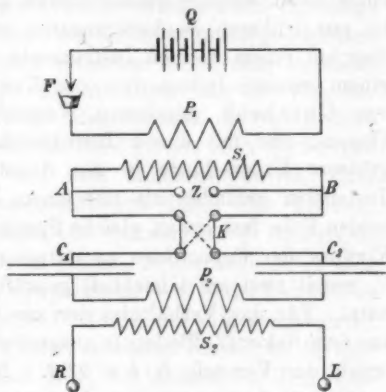


Fig. 1.

Enden der Secundärspule S_1 führen mit Kautschuk überzogene Drähte zu der primären Funkenstrecke Z zwischen Zinkstäben und dem Commutator K , welcher gestattet, entweder die Verbindung von A mit C_1 und B mit C_2 , oder über das Kreuz von A mit C_2 und B mit C_1 herzustellen. Die Enden der secundären Teslaspuhle S_2 bestehen aus zwei unter Oel liegenden Federklemmen R und L . In diese können zwei genau gleiche Drähte eingesteckt werden, die, soweit sie nicht unter Oel sich befinden, ganz in Paraffin eingeschmolzen sind. Aus dieser Paraffinhülle ragt bei dem einen Drahte die Spitze eines in denselben eingelötheten Platindrahtes von 0,05 mm Durchmesser hervor. Der Spitze gegenüber ist in passender, genau einzustellender Entfernung

eine isolirte Scheibe von 10 cm Durchmesser aufgestellt, welche mit der einen Belegung eines Condensators von 0,05 Mikrof. dessen andere Belegung an Erde gelegt ist, verbunden ist. Die bei den Versuchen in gemessener Zeit bez. durch die gleiche Anzahl von Funken in der Funkenstrecke Z hervorgerufene Ladung des Condensators wurde mit einem Quadrant-elektrometer bestimmt.

Es kann nun eine Unsymmetrie entstehen: 1. durch das Inductorium, 2. durch die Condensatoren C_1 und C_2 , 3. durch den Teslatransformator. Dass ein Inductorium, wenn es nicht sehr gut symmetrisch gebaut ist, an den Enden der Secundärspule nicht entgegengesetzt genau gleiche Spannungen giebt, ist aus früheren Beobachtungen¹⁾ schon bekannt. Ich habe dies bei einem kleinen Instrumente von Stöhrer, sowie bei einem grossen Inductorium von Kaiser & Schmidt mit der von Oberbeck gegebenen Versuchsanordnung nachweisen können, und mit diesen Instrumenten dann auch bedeutend grössere Unterschiede in der Ausstrahlung an den beiden Teslapolen gefunden als mit einem Ruhmkorff, bei dem die beiden Pole fast genau gleiche Spannungen ergaben. Um den Einfluss der Capacitäten zu untersuchen, wurden für C_1 und C_2 zuerst zwei auf Gleichheit geprüfte Leydener Flaschen benutzt. Für das Verhältniss der aus dem rechten (R) und der aus dem linken (L) Teslapole ausgestrahlten Elektricitätsmengen ergab der Versuch $R/L = 0,92$. Nachdem das Verhältniss $C_1 : C_2 = 2 : 1$ gemacht war, fand man $R/L = 5,0$, während bei $C_1 : C_2 = 1 : 2$ sich $R/L = 0,24$ ergab.

Um den Einfluss der Unsymmetrie in dem Teslatransformator nachzuweisen, wurde so verfahren, dass die secundäre Spule (70 Windungen eines 1 mm dicken Drahtes) zuerst innerhalb der primären Spule (10 Windungen eines 4 mm dicken Drahtes) solange verschoben wurde, bis eine Stellung gefunden war, bei der die Ausstrahlung an beiden Polen nahezu die gleiche war, z. B. $R/L = 1,03$. Wurde jetzt die secundäre Spule 2 cm nach links verschoben, so ergab sich $R/L = 1,50$. Bei einer Verschiebung um 2 cm nach rechts $R/L = 0,70$. Ebenso wird das Verhältniss R/L wesentlich geändert, wenn man an den

1) A. Oberbeck, Wied. Ann. 64. p. 199. 1897.

nicht ausstrahlenden Pol verschieden grosse Capacitäten hängt. Deshalb wurden, wie oben angegeben, stets an beiden Polen der Teslaspule genau gleiche Drähte befestigt, die nur dadurch sich unterschieden, dass der eine die Spitze trug.

Ich habe Versuche der im Vorhergehenden beschriebenen Art mit Condensatoren von verschiedener Capacität, sowie mit Teslatransformatoren mit verschiedenem Transformationsverhältniss ausgeführt, immer aber habe ich gefunden, dass wenn die Symmetrie in der Anordnung möglichst gewahrt wurde, der Unterschied in den Ausstrahlungen R und L unter 10 Proc. betrug. Besonders interessant ist es nun aber, dass man, ohne sonst irgend etwas an der ganzen Anordnung zu ändern, lediglich durch Aenderung der Stärke des ins Inductorium geschickten Stromes, es unter Umständen erreichen kann, dass entweder $R > L$ oder $L > R$ ausfällt. Damit scheint mir der Weg für die Erklärung gegeben zu sein. Regulirt man die Stromstärke derart, dass in der Funkenstrecke bei Z gerade noch die Funken überspringen können, so wird man annehmen dürfen, dass der Ausgleich der Condensatorladungen durch eine gewisse, vielleicht recht kleine Anzahl von Schwingungen stattfindet. Der Einfachheit wegen nehmen wir an, es geschehe durch eine Schwingung. Einer solchen entsprechend wird in der secundären Teslaspule Strom in der einen und Strom in der entgegengesetzten Richtung inducirt, und wir werden annehmen dürfen, da der eine bei der Bildung des Funkens in Z , der andere bei dem Verschwinden desselben entsteht, dass diese Ströme verschiedene Spannungen besitzen, in ähnlicher Weise wie etwa die Schliessungs- und Oeffnungsströme eines Inductoriums.¹⁾ Es werden nun aus dem Pole R ausgestrahlt $+E_p$ und $-E_N$, aus dem Pole L dagegen $-E_n$ und $+E_P$, wo die kleinen bez. grossen Buchstaben n, p, N, P andeuten sollen, dass die Ausstrahlung von einem Schliessungs- bez. einem Oeffnungsstrome herrührt. Der Versuch lehrt nun, dass die Ausstrahlung aus dem rechten Pole $R_1 = E_p - E_N = +$ und ebenso die aus dem linken Pole $L_1 = -E_n + E_P = +$ ist, aber es ist leicht begreiflich, dass

1) Welcher Strom als Schliessungs-, welcher als Oeffnungsstrom aufzufassen ist, muss dahin gestellt bleiben, hier kommt nur in Frage, dass sie nicht gleiche Spannung besitzen.

in diesem Falle $L_1 > R_1$ sein wird. Denken wir uns jetzt die Stromstärke des Inductoriums langsam gesteigert, so werden wir eventuell erreichen können, dass die Ladungen des Condensators sich nicht mehr, wie bisher angenommen, in einer Schwingung, sondern etwa in zwei solchen ausgleichen. Die Ausstrahlungen werden dann $R_1 + R_2 = (E_P - E_N) + (-E_N' + E_P')$ und $L_1 + L_2 = (-E_N + E_P) + (E_P' - E_N')$. Wenn man nun beachtet, dass bei der zweiten Schwingung die Spannungen an den Polen des Teslatransformators kleiner sind als bei der ersten, wenn man weiter bedenkt, dass unterhalb eines bestimmten Potentialwerthes überhaupt keine Ausstrahlung mehr stattfinden kann, so erkennt man leicht, dass unter Umständen $L_2 = -E_N'$, dagegen $R_2 = +E_P'$ werden, und dass dann $R_1 + R_2 > L_1 + L_2$ sein kein.¹⁾

2.

In der früheren Arbeit habe ich gezeigt, dass die Ausstrahlung der positiven Elektrizität in einem Gemische von N_2 und O_2 ein Maximum erreicht, wenn die beiden Gase in dem Verhältnisse gemischt werden, wie es der Zusammensetzung der Luft entspricht. Es war meine Absicht, diesen Punkt weiter aufzuklären, und ich habe sehr viele Versuche darüber angestellt. Es ist mir aber nicht gelungen, bei den einzelnen Versuchsreihen eine befriedigende Uebereinstimmung zu erzielen. Der Grund hierfür liegt hauptsächlich in zwei Erscheinungen, die meines Wissens noch nicht beobachtet sind, und welche jetzt beschrieben werden sollen.

Stellt man der auf einem Teslapole befestigten Spitze in freier Luft eine Scheibe gegenüber in solcher Entfernung, dass gerade keine Funken mehr übergehen, so beobachtet man, dass die Scheibe durch die Ausstrahlung aus der Spitze stets positiv geladen wird. Entfernt man die Scheibe mehr und mehr von der Spitze, so werden die auftretenden Ladungen schwächer und schwächer, und man kann durch vorsichtiges Zurückziehen

1) Die vorstehende Ueberlegung ist natürlich unabhängig von der Zahl der Schwingungen durch die der Condensator entladen wird, es kommt nur darauf an, dass jedenfalls einmal bei einer Schwingung das Potential so gering werden muss, dass keine Ausstrahlung mehr dabei stattfinden kann.

der Scheibe leicht die Entfernung auffinden, bei welcher das Elektrometer bei der oben beschriebenen Anordnung keine Ladung mehr anzeigt. Kleine, bald nach der positiven, bald nach der negativen Seite erfolgende Zuckungen der Elektrometernadel lassen aber erkennen, dass die Scheibe in ihrer jetzigen Stellung nicht etwa gar nicht mehr von ausgestrahlter Elektrizität getroffen wird, sondern dass sie aus der Spitze gleich grosse Mengen positiver und negativer Elektrizität erhält. In der That, vergrössert man jetzt die Entfernung zwischen Scheibe und Spitze noch mehr, so beobachtet man, dass nun die Scheibe stets *negative* Ladung aufweist. Man hat also hier die höchst auffallende Erscheinung, dass *eine Scheibe durch die Ausstrahlung aus der Spitze eines Teslapoles positiv, gar nicht, oder negativ geladen wird, je nach der Entfernung zwischen Spitze und Scheibe.*

So erhielt ich z. B. bei der oben geschilderten Anordnung für die in 20 Sekunden bewirkte Ladung des mit der Scheibe verbundenen Condensators die folgenden Elektrometerrausschläge:

$a =$	6	7	8	9	10	11	12	25	50
$n =$	+ 120	+ 100	+ 51	± 0	- 8	- 32	- 30	- 20	- 5

a ist der Abstand der Spitze von der Scheibe in Millimetern, n der Scalenausschlag am Elektrometer, wobei zu bemerken ist, dass 56 Scalentheile einem Volt entsprechen. Die Erscheinung ist die gleiche an beiden Polen der Teslapule bez. unabhängig von der Richtung des Primärstromes im Inductorium; jedoch ist zu beachten, dass entsprechend der im ersten Abschnitte erwähnten ungleichen Ausstrahlung der beiden Pole auch die Entfernung der Scheibe von der Spitze, für welche die Umkehr im Vorzeichen der Ladung eintritt, eine verschiedene ist.

Dass man es hier nicht mit störenden Influenzwirkungen zu thun hat, sondern mit wirklicher Spitzenausstrahlung, habe ich durch verschiedene Versuche festzustellen gesucht. Bringt man zwischen Spitze und Scheibe eine Glas- oder Ebonitplatte, so bleibt das Elektrometer in Ruhe. Ebenso wenn man an die Spitze ein Oeltröpfchen hängt, wodurch, wie man sich im Dunkeln überzeugt, die Ausstrahlung verhindert werden kann. Um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, wurde der Spitze nur eine isolirte Scheibe oder Kugel (ohne Condensator) gegen-

übergestellt und die Ladung erst untersucht, nachdem der Strom des Inductoriums abgestellt war. Wurde die Stromstärke passend gewählt und liess man die Ausstrahlung längere Zeit, bis zu einer Minute, dauern, so wurden auch die negativen Ladungen stark genug, um mit einem gewöhnlichen Goldblattelektroskop untersucht werden zu können.

Um die Gleichzeitigkeit der positiven und negativen Ausstrahlung zu zeigen, wurde der ausstrahlenden Spitze gegenüber eine isolierte Metallscheibe von 20 cm Durchmesser aufgestellt, die in ihrer Mitte eine Oeffnung von 4 cm besass. Hinter dieser Oeffnung wurde eine zweite isolierte Scheibe auf-

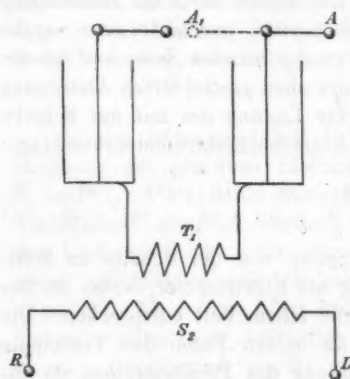


Fig. 2.

draht von 0,02 mm bis 1 mm Dicke, Strahldraht, feinste Nähna- del bis Stricknadel von 1,5 mm Dicke), bei verschiedenen Teslaspulen, verschiedenen Condensatoren, verschiedenen Inductorien, sowie mit der Influenzmaschine, endlich auch, um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, mit der folgenden Anordnung. Die äusseren Belegungen zweier isolirt aufgestellter Leydener Flaschen sind mit den Enden der primären Teslaspule T_1 verbunden. (Fig. 2.) Die inneren Belegungen werden mit den Polen einer Influenzelektrisirmaschine verbunden und langsam bis zu genügender Höhe geladen, dann wird die Verbindung mit der Maschine unterbrochen und die Flaschen werden durch Umlegen des Armes A in die punkirt gezeichnete Stellung A_1 entladen. Bei jeder einzelnen der-

gestellten. Die Abstände konnten dann so regulirt werden, dass die erste Scheibe nach dem Versuche positive, die zweite dagegen, welche ihre Ladung nur von der durch die Oeffnung der ersten hindurchgegangenen Ausstrahlung erhalten haben konnte, negative Ladung zeigte.

Die Erscheinung ist beobachtet worden bei verschiedenen Spitzen (Platin-

artigen Entladung lässt sich die vorhin beschriebene Erscheinung beobachten.

Die Erklärung der Erscheinung ergibt sich leicht, wenn man folgende zwei Annahmen macht:

1. Von einer Spitze, welche auf dem Pole eines Tesla-transformators angebracht ist, wird in Luft mehr positive als negative Elektrizität ausgestrahlt.

2. Die von einer solchen Spitze ausgestrahlte negative Elektrizität vermag sich weiter in den Raum hinaus fortzupflanzen als die positive Elektrizität.

Der erste Satz folgt unmittelbar aus den schon früher mitgetheilten Beobachtungen.

Hinsichtlich der zweiten Behauptung ist zu beachten, dass von verschiedenen Beobachtern schon festgestellt ist, dass bei Versuchen mit dem Inductorium sowohl wie mit der Elektrisirmaschine die Ausstrahlung der negativen Elektrizität aus einer Spitze bei kleinerem Potential anfängt als die der positiven. Hieraus kann man allerdings noch nicht ohne weiteres folgern, dass bei gleichem Potential die negative Elektrizität weiter fortgeschleudert werden wird als die positive, denn wie weit die + oder - Elektrizität gelangen kann, wird offenbar auch abhängig sein von der Geschwindigkeit, mit welcher die Ladung tragenden Ionen sich wieder zu neutralen Moleculen zu vereinigen streben, sowie von der Geschwindigkeit, mit welcher die geladenen Theilchen durch ein Gas zu diffundiren vermögen. Immerhin wird jener Schluss wahrscheinlich gemacht, und er lässt sich in der That durch den Versuch leicht bestätigen. Lässt man eine Spitze bei constant gehaltenem Potential das eine Mal +, das andere Mal - Elektrizität ausstrahlen, und sucht, in welcher Entfernung von der Spitze eine Scheibe aufgestellt werden muss, damit sie gerade keine Ladung mehr erhält, so findet man hierfür bei - Elektrizität bedeutend, unter Umständen bis zu 50 Proc. grössere Entfernungen als bei + Elektrizität. Die negative vermag also unter sonst gleichen Bedingungen sich weiter in den Raum hinein fortzupflanzen. Nimmt man an, dass dieses Verhalten auch für die Ausstrahlung bei Hochfrequenzströmen gilt, so erklären sich die oben mitgetheilten Beobachtungen ganz zwanglos. Steht nämlich die auffangende Platte nahe bei der

ausstrahlenden Spitze, so werden so ziemlich die ganzen ausgestrahlten Elektricitätsmengen bis zu ihr gelangen können, und da mehr + als - aus der Spitze austritt, so ladet sich die Platte positiv. Rücken wir sie weiter und weiter ab, so gelangen zu ihr immer kleinere Bruchtheile der überhaupt ausgestrahlten Mengen, also für eine bestimmte Entfernung etwa $+\alpha E_p$ und $-\beta E_n$. Da nach oben $E_p > E_n$ und andererseits α mit der Entfernung schneller abnimmt als β , so übersieht man sofort, dass je nach der Entfernung der Spitze von der Platte die Ladung der letzteren, d. h. $\alpha E_p - \beta E_n$ den Werth +, Null oder - annehmen muss.

3.

Nachdem die Erscheinung für Luft sichergestellt war, wurden die entsprechenden Versuche mit anderen Gasen angestellt.

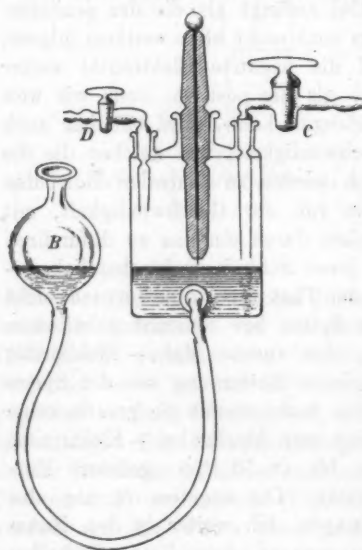


Fig. 3.

Hierbei wurde der in Fig. 3 dargestellte Apparat benutzt. Die Spitze ist eingeschmolzen in ein weites Glasrohr, in dessen Axe der Zuleitungsdraht verläuft. Das Rohr ist mit Paraffin ausgegossen und mittels Schliff luftdicht in den Flaschenhals eingesetzt. Das Ende des Rohres in der Flasche ist mit Siegelack überzogen, aus welchem die ausstrahlende Spitze nur 2—3 mm weit hervorragt. Der Boden des Gefäßes ist mit Hg bedeckt und durch Heben oder Senken des Gefäßes B kann die Entfernung der Spitze vom Hg abge-

ändert werden. Rohr C und D führen zum Gasometer bez. der Kahlbaum'schen Quecksilberluftpumpe.

Bei Sauerstoff konnte ohne Schwierigkeit genau das gleiche Verhalten wie bei Luft nachgewiesen werden. Zu meiner Ueberraschung fand ich, dass auch Stickstoff dasselbe Verhalten zeigte. Wurde zuerst die Entfernung zwischen der Spitze und der Hg-Oberfläche gross genommen, so erhielt man, wie bei den früheren Versuchen¹⁾; stets — Ladungen. Wurde nun die Hg-Oberfläche ganz allmählich gehoben, so gelang es bei genügender Vorsicht sicher, die Entfernung zu finden, bei der keine Ladung auftrat und dann auch festzustellen, dass wenn die Entfernung jetzt noch weiter verkleinert wurde, auch im Stickstoff eine +Ladung beobachtet werden konnte. Es lag der Einwand nahe, dass dem Stickstoff trotz aller Vorsichtsmaassregeln noch geringe Spuren von Sauerstoff beigemischt sein könnten, und dieser, da er die +Ausstrahlung stark begünstigt, den beobachteten Effect verursacht haben könnte. Es wurden deshalb Versuche mit Wasserstoff angestellt. Derselbe wurde elektrolytisch dargestellt, durch Schwefelsäureflaschen in ein weites Rohr mit Phosphorpentoxyd geleitet und in diesem längere Zeit den Funkenentladungen eines Inductoriums ausgesetzt. Dann erst wurde derselbe in das Versuchsgefäss übergeführt. Als dieser Wasserstoff das gleiche Verhalten zeigte wie der Stickstoff, wurde das Gefäss mit der Kahlbaum'schen Pumpe ausgepumpt, bis der Druck kleiner als 0,001 mm war, wieder mit Wasserstoff gefüllt, nochmals ausgepumpt, und erst die dann erfolgte Fällung zu den Versuchen benutzt.

Auch jetzt zeigte das Gas qualitativ das gleiche Verhalten wie Luft. Bei grösserem Abstände der Spitze von der Hg-Oberfläche zeigte letztere —Ladung, wurde der Abstand kleiner und kleiner gemacht, so gelang es zwar nicht immer, den Abstand zu finden, in welchem die Ladung Null bez. + wurde, nicht selten trat, wenn man eben noch negative Ladung beobachtet hatte, bei einer ganz minimalen Verkleinerung des Abstandes gleich Funkenbildung auf, aber in mehr als 50 Proc. aller angestellten Beobachtungen ist es mir gelungen, die +Ladung thatsächlich festzustellen. Beachtet man nun weiter, dass es mir stets gelungen ist, wenn der Versuch mit grösserem

1) l. c. p. 482.

Spitzenabstände begonnen und dieser dann allmählich verkleinert wurde, zu constatiren, dass zuerst ein Wachsen der — Ladung bis zu einem Maximum und dann ein Wiederabnehmen stattfand, so wird man, glaube ich, behaupten dürfen, dass die Erscheinung in allen Gasen qualitativ jenen Verlauf zeigt, wie er für Luft oben ausführlich geschildert ist. In quantitativer Beziehung lassen sich dann die Gase wieder, wie bei früherer Gelegenheit hervorgehoben, in zwei Gruppen theilen: 1. Luft, Sauerstoff, — 2. Wasserstoff, Leuchtgas, Stickstoff, Kohlensäure. Doch wird man jetzt nicht mehr sagen dürfen, bei der ersten Gruppe beobachtet man nur +, bei der zweiten nur — Ladung, sondern bei der ersten Gruppe ist es leicht, bei nicht zu grossem Spitzenabstände starke + Ladungen zu erhalten, in grösserem Abstände gelingt es, — Ladungen nachzuweisen. Bei der zweiten Gruppe erhält man im allgemeinen — Ladungen, doch gelingt es bei sorgfältiger Einstellung auf solchen Spitzenabstand, dass gerade keine Funken mehr übergeben können, auch + Ladungen zu erhalten.

4.

Wenn man Beobachtungen über die Ausstrahlung aus der Spitze eines Teslapoles in einem mit Luft gefüllten, nach aussen gänzlich abgeschlossenen Raume anstellt, so lässt sich zeigen, dass die in einer bestimmten Zeit erhaltene Ladung der der Spitze gegenüberstehenden Scheibe bei fortgesetzter Ausstrahlung kleiner und kleiner wird. Es wurde bei den Versuchen stets die Ladung gemessen, welche die der Spitze gegenüberstehende Scheibe durch 10 Sec. lange Strahlung erhielt. Mit frisch eingefüllter Luft wurde z. B. erhalten eine Ladung, die am Elektrometer 185 Scth. Ausschlag gab. Nachdem die Spitze 6 Min. lang gestrahlt hatte, wobei die Scheibe an Erde gelegt war, ergab der entsprechende Versuch 172 Scth. Nach 15 Min. 161 Scth.; nach 1 Std. 107 Scth.; nach 10 Std. 7 Scth. Nachdem wieder frische Luft eingefüllt war, ergab sich ein Ausschlag von 179 Scth. Viel schneller als durch die Spitzenausstrahlung kann man diese Veränderung der Luft erreichen, wenn man in dem Raume eine Funkenstrecke anbringt und längere Zeit Funken überspringen lässt. Schon nach 30 Min. wurde hierdurch der Ausschlag von 179 Scth. auf 3 Scth. reducirt. In beiden

Fällen, sei es, dass man in dem Raume längere Zeit Spitzenausstrahlung wirken oder Funken überspringen lässt, kann man deutlich einen Anflug einer röthlich-braunen Färbung constatiren, der wie die Untersuchung lehrt, von NO_2 herrührt. Füllt man das Gefäss mit NO_2 statt mit Luft, so erhält man von Anfang an nur ganz minimale Ausschläge und zwar bald + bald -. Es ist mir nicht gelungen, den Spitzenabstand so zu reguliren, dass ich sicher nur + oder - Ausschläge erhielt. Man wird deshalb schliessen müssen, dass in diesem Falle die Unterschiede in der Ausstrahlung der + und - Elektrizität so gering sind, dass sie durch die unvermeidlichen Unregelmässigkeiten, die durch den Gang des Unterbrechers am Inductorium und durch die primäre Funkenstrecke bedingt sind, verwischt werden.¹⁾

Eine ähnliche, wenn auch geringere Verminderung der Ladung, welche die der strahlenden Spitze gegenübergestellte Scheibe in gemessener Zeit erhält, habe ich auch bei Leuchtgas, CO_2 und auch bei O_2 erhalten, doch war letzteres Gas nicht vollkommen rein. Bei den oben beschriebenen Versuchen mit elektrolytisch dargestelltem Wasserstoff habe ich eine ähnliche Abnahme nicht mit Sicherheit constatiren können; wenn eine solche vorhanden, so beträgt sie jedenfalls, selbst nach mehrstündigem Durchschlagen von Funken, nicht mehr als wenige Procente und liegt deshalb innerhalb der Grenzen der unvermeidlichen Unregelmässigkeiten der benutzten Versuchsanordnung.

Freiburg i. B., Januar 1899.

1) Dass eine lebhafte Ausstrahlung aus der Spitze stattfindet, zeigen die im Dunkeln gut sichtbaren Lichterscheinungen. Für starke Ausstrahlung spricht auch weiter der Umstand, dass während bei einem Versuche in Luft Funken übersprangen, wenn die Scheibe der Spitze bis auf 6 mm genähert wurde, jetzt erst Funken auftraten, wenn die Entfernung nahezu halb so gross geworden war.

(Eingegangen 5. Mai 1899.)

8. *Versuche zur Ermittlung der Grössenordnung der in Radiometern auftretenden Drucke; von Wilhelm Donle.*

Bei einer Reihe von neueren Untersuchungen über Strahlung¹⁾ hat sich das passend abgeänderte Crookes'sche Radiometer als ein sehr brauchbares Messinstrument erwiesen. Bei Gelegenheit einer Untersuchung über Strahlung, welche aber vorläufig zurückgestellt werden musste, habe ich versucht, die in Radiometern vorkommenden Drucke der Grössenordnung nach durch directe Versuche zu bestimmen, da die bisherigen Messungen solcher Drucke meist nur auf indirectem Wege erfolgten.

Die älteren Versuche, die indess nur Schätzungen gestatten, rühren von Crookes²⁾, Schuster³⁾ und Riecke⁴⁾ her. Die beiden ersteren benutzten das nach Art einer Torsionswaage eingerichtete, bez. das bifilar aufgehängte Radiometer, der letztere berechnete den Druck aus der constanten Winkelgeschwindigkeit der Radiometerflügel. Schuster fand für Kalklicht, dass der Druck auf 1 qcm Fläche 0,00003 g-Gewicht gleich 0,0294 Dynen betrug⁵⁾; auf die Resultate von Crookes und Riecke werde ich weiter unten zurückkommen.

Zu meinen Versuchen benutzte ich die *bifilare Aufhängung*. Nach Crookes⁶⁾ soll eine solche für den vorliegenden Zweck nicht geeignet sein; nach vielen, allerdings sehr umständlichen und zeitraubenden Versuchen ist mir aber doch die Herstellung

1) E. F. Nichols, Wied. Ann. 60. p. 401—417. 1897; A. Trowbridge, Wied. Ann. 65. p. 595—620. 1898.

2) W. Crookes, Phil. Trans. 166. p. 325—376. 1876/77, hier p. 370; Phil. Mag. (5) 2. p. 145—151. 1876, hier p. 151; vgl. auch Wied. Beibl. 1. p. 162. 1877.

3) A. Schuster, Phil. Trans. 166. p. 715—724. 1876/77.

4) E. Riecke, Wied. Ann. 3. p. 142—152. 1878.

5) Entfernung und Intensität der Lichtquelle hat Schuster in einer Abhandlung nicht angegeben; auch war bei seinen Versuchen der Lichtkegel mittels einer Linse so concentrirt, dass er die ganze Mühle traf.

6) W. Crookes, Phil. Trans. 165. p. 519—547. 1875/76, hier p. 532.

einer zur Zufriedenheit functionirenden bifilaren Aufhängung gelungen, sodass dadurch eine directe Messung der Strahlungsdrucke möglich war.

Um die bei der Kleinheit der zu erwartenden Werthe mögliche Unsicherheit thunlichst zu beseitigen, habe ich mir Bifilarwaagen von verschiedenen Dimensionen und Anordnungen hergestellt. So wurde entweder ein etwa 1 mm breiter, 20 mm langer Balken aus dünnem Aluminiumblech oder Glimmer an beiden Enden mit kreisrunden oder quadratischen Scheiben versehen, oder es trug der Balken nur einseitig einen quadratischen Flügel aus Glimmer, am anderen Ende ein aus einem Glasfaden hergestelltes Gegengewicht. Die beiden Coconfäden der Aufhängung wurden an dem Balken mit kaltem Steinkitt befestigt, dann durch zwei in einem schmalen Blechstreifen in geringem Abstand eingestochene Löcher gezogen, in richtiger Länge zusammengeknüpft und durch ein Gewichtchen mehrere Tage gestreckt. Wurde dann in eine an der Mitte des Balkens angebrachte Oese aus feinem Draht ein kleiner Spiegel aus versilbertem Mikroskopdeckglas an Stelle des Gewichtchens eingehängt, so konnte durch geringe Längenänderung der beiden Coconfäden, oft allerdings erst nach vielen Versuchen, erreicht werden, dass die Bifilarwaage, in Schwingung versetzt, immer wieder in ihre mittels Scala und Fernrohr beobachtete Ruhelage zurückkehrte. Erst dann wurden die Coconfäden auch an dem schmalen Blechstreifen festgekittet, und ich erreichte so fast stets, dass die Bifilarwaage sowohl in Luft von gewöhnlichem Drucke als auch im hohen Vacuum dieselbe Ruhelage tage- und wochenlang nahezu unverändert beibehielt. Nach diesem Verhalten der Bifilarwaage ist wohl der Schluss gerechtfertigt, dass die von Crookes¹⁾ angegebenen Fehlerquellen bei meiner Anordnung fast vollständig vermieden waren.

Mittels des die Coconfäden tragenden Blechstreifens wurde dann die ganze Bifilarwaage, nach Ausführung der für die Druckbestimmung noch nothwendigen Messungen, an eine Oese eines mit Schliff versehenen Glasstöpsels eingehängt und dann letzterer in die das kugelige Radiometergefäß tragende Röhre eingesetzt. Der Schliff des Glasstöpsels wurde mit Quecksilber

1) W. Crookes, l. c. p. 532.

gedichtet. Die Beobachtung des Ablenkungswinkels mittels Spiegels und Scala geschah durch das 8 cm im Durchmesser betragende Radiometergefäß hindurch, da das Anbringen eines ebenen Fensters mit Rücksicht auf die anzustrebende hohe Luftverdünnung mir anfänglich nicht gerathen schien. Bei richtiger Auswahl der günstigsten Stelle des kugeligen Radiometergefäßes für die Durchsicht konnten genügend deutliche Scalenbilder erhalten werden. Bei den zuletzt ausgeführten Versuchen habe ich auch noch ein Radiometergefäß von nur 5,2 cm Durchmesser verwendet, wobei die Beobachtung der Ablenkung der Bifilarwaage durch ein Planfenster hindurch geschah, welches an der Seite eines kurzen, unterhalb des kugeligen Radiometergefäßes angebrachten Rohrstutzens mit ziemlich zähem Luftpumpenfett aufgesetzt war. Die Dichtung des Planfensters hielt für ein paar Stunden genügend gut, es konnte aber allerdings keine ganz so hohe Luftverdünnung erzielt werden, wie bei der anderen Anordnung. Bemerkt sei noch, dass die Silberschicht der Spiegel mit einem guten zusammenhängenden Lacküberzug versehen sein muss, da der nicht geschützte Silberbelag des Spiegels im hohen Vacuum nach wenigen Tagen offenbar durch Verdunstung des Silbers fast völlig verschwunden ist.

Für eine bifilare Aufhängung ist nach F. Kohlrausch, Leitfaden der praktischen Physik, das rücktreibende Drehungsmoment gegeben durch

$$P \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{4h} \cdot \sin \alpha = P \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{4h} \cdot \frac{n}{A},$$

wenn P das Gewicht des angehängten Körpers, e_1 und e_2 den oberen und unteren Horizontalabstand der beiden Fadenenden, h die mittlere Fadenlänge und α den Ablenkungswinkel, bez. n die Ablenkung an der Scala in Doppelmillimetern, A den Abstand von Spiegel und Scala in Millimetern bedeutet. Ist ferner D der Strahlungsdruck auf 1 qcm Fläche der am Balken angebrachten, einseitig beruhten Scheibe der radiometrischen Bifilarwaage, f die Fläche der Scheibe in Quadratcentimetern, a der Abstand der Mitte der Scheibe von der Mitte der bifilaren Aufhängung, so ist das Drehungsmoment des Strahlungsdruckes $D \cdot f \cdot a$, sodass man hat

$$D \cdot f \cdot a = P \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{4h} \cdot \frac{n}{A}$$

oder

$$D = \frac{P}{f \cdot a} \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{4h} \cdot \frac{n}{A}$$

Bei den zuerst ausgeführten Messungen mit dem Radiometergefäß von 8 cm Durchmesser wurden zwei verschiedene Bifilarwaagen, welche mit I und II bezeichnet werden sollen, verwendet.

Bei Bifilarwaage I trug der Balken zwei kreisrunde Scheiben aus dünnem Aluminiumblech, bei II waren der Balken und die beiden quadratischen Scheiben aus Glimmer. Bei den in diesem Jahre ausgeführten Versuchen mit den Radiometergefäßen von 8 cm und 5,2 cm Durchmesser wurden zwei nahe identische Bifilarwaagen aus Glimmer mit nur einem quadratischen Flügel benutzt, welche III und IV genannt werden sollen. Die Ausmaasse und Gewichte sind für die verschiedenen Bifilarwaagen in nachfolgender Tabelle zusammengestellt, wobei D_1 den Strahlungsdruck für 1 qcm Fläche in Dynen für einen Doppelmillimeter Ablenkung bedeutet:

Bifilar- waage	I	II	III	IV
P	0,1462 g = 143,39 Dyn.	0,1071 g = 105,04 Dyn.	0,1133 g = 111,12 Dyn.	0,11695 g = 114,70 Dyn.
e_1	0,227 cm	0,2004 cm	0,2222 cm	0,1843 cm
e_2	0,2965 „	0,30498 „	0,1683 „	0,1905 „
h	16,20 „	15,85 „	15,80 „	15,80 „
f	0,585 ³ π qcm	1 qcm	1 qcm	1 qcm
a	1,5 cm	1,49 cm	0,91 cm	0,91 cm
A	2400 mm	2400 mm	2155 mm	2295 mm
D_1	0,0000385 Dyn.	0,00002832 Dyn.	0,00003358 Dyn.	0,00003051 Dyn.

Bemerkt sei noch, dass die in vorstehender Tabelle angegebenen Längen für jede Bifilarwaage mittels einer Theilmaschine als Mittel aus einer grösseren Anzahl von Messungen bestimmt wurden. Geringere Gewichte P des Balkens der Bifilarwaage sammt dem angehängten Ablesespiegel als die angegebenen, die ja noch hätten erzielt werden können, getraute ich mir nicht anzuwenden, weil ich fürchtete, dass dann

die Coconfäden der bifilaren Aufhängung nicht genügend straff gespannt worden wären.

Der Glasballon, in welchem die Bifilarwaage sich befand, wurde mittels einer Töpler-Hagen'schen Quecksilberluftpumpe stets soweit luftleer gemacht, bis eine Druckmessung mit dem an der Pumpe angebrachten McLeod'schen Manometer nicht mehr möglich war. Dabei hatte der Luft Raum des Manometers einen Kubikinhalt von 110 ccm, wovon 10 ccm in 0,1 ccm getheilt waren. Eine Druckdifferenz von 1 mm Quecksilbersäule würde demnach bei einer Compression des Luftvolumens von 110 ccm auf 0,3 ccm, was mit Sicherheit als kleinstes Volumen noch zu bestimmen war, einem Gasdruck im Radiometergefäss von 0,0027 mm Quecksilbersäule entsprochen haben. Es war somit die erreichte Luftverdünnung unter diesem Werthe gelegen, wenigstens bei Anwendung des Radiometergefässes von 8 cm Durchmesser. Bei Benutzung des Radiometergefässes von 5,2 cm Durchmesser mit Planfester konnte, da letzteres nur mit Luftpumpenfett aufgesetzt und eine Quecksilberdichtung nicht anwendbar war, die Luftverdünnung nur bis im Mittel 0,0038 mm Quecksilberdruck gebracht werden.

Die auf den Druck ihrer Strahlung untersuchten *Lichtquellen* waren bei den Versuchen mit den Bifilarwaagen I und II in dem Kasten einer Duboscq'schen Laterne untergebracht, bei den Versuchen mit den Bifilarwaagen III und IV dagegen frei ohne jedes Gehäuse aufgestellt, da sich ergeben hatte, dass der Werth des Druckes infolge der Erwärmung des Gehäuses, wenn auch langsam, zunahm. Eine Linse zur Concentration der Strahlung auf die berusste Scheibe der Bifilarwaage war bei den nachfolgend mitgetheilten Messungen nicht verwendet worden, da bei Anwendung einer Linse der resultirende Druck von der Durchlässigkeit, Oeffnung, Brennweite und Entfernung derselben abhängig geworden wäre. Die Lichtquellen befanden sich stets in einer Entfernung von 50 cm von der berusteten Scheibe der Bifilarwaage, während in etwa 2 cm Entfernung von der Wand des Radiometergefässes ein doppelwandiger Blechschirm mit kreisrunder Oeffnung von etwa 1,5 cm Durchmesser aufgestellt war. Die Oeffnung dieses Schirmes konnte vom Standpunkte des Beobachters aus durch einen kleinen, doppelwandigen, blechernen Fallschirm nach

Belieben freigemacht oder geschlossen werden. Ausserdem war das Radiometergefäß zur Abhaltung störender Strahlungen von einem ziemlich eng umschliessenden cylindrischen Blechschirm mit entsprechenden Ausschnitten für den Zutritt der Strahlung und für die Beobachtung der Ablenkung umgeben.

Die optischen Helligkeiten der auf ihren Strahlungsdruck untersuchten Lichtquellen wurden in Ermangelung besserer Hilfsmittel sowohl mit einem Rumford'schen als auch mit einem Bunsen'schen Fettfleckphotometer mit der Hefnerkerze verglichen und ergaben als Mittel aus zahlreichen gut übereinstimmenden Versuchen:

Stearinkerze (6^{er}) bei 4,5—5 cm Flammenhöhe = 1,71 H.-K.

Argandbrenner „ 5—5,5 „ „ = 14,97 H.-K.

Auerbrenner „ „ „ = 58,40 H.-K.

Die nachstehend aufgeführten Werthe der Strahlungsdrucke sind stets Mittelwerthe aus 8—10 Einzelbeobachtungen, welche unter sich gute Uebereinstimmung zeigten; bei jeder Einzelbeobachtung wurde überdies die für die Berechnung des Strahlungsdruckes zu Grunde gelegte Ablenkung der Bifilarwaage aus fünf aufeinanderfolgenden Umkehrpunkten in bekannter Weise ermittelt. Ferner geben die in der 3. Columne der Tabellen stehenden Zahlen die an der Scala abgelesene Ablenkung in Doppelmillimetern, die Zahlen der 4. Columne den radiometrischen Druck in Dynen pro qcm an.

Tabelle I.
Hefnerkerze.

Datum	Bifilarwaage	Ablenkung	Druck in Dynen	Mittel
20. II. 1899	III	2,59	0,0000868	0,0000826
23. II.	III	2,48	0,0000832	
24. II.	III	2,34	0,0000785	
27. II.	III	2,51	0,0000840	
28. II.	III	2,40	0,0000805	
2. III.	IV	2,49	0,0000761	0,0000763
3. III.	IV	2,55	0,0000779	
6. III.	IV	2,45	0,0000747	
7. III.	IV	2,41	0,0000735	
10. III.	IV	2,51	0,0000766	
18. III.	IV	2,59	0,0000790	

Tabelle II.

Stearinkerze.

Datum	Bifilarwaage	Ablenkung	Druck in Dynen	Mittel
16. V. 1898	I	3,56	0,000137	} 0,000129
30. VI.	I	3,19	0,000123	
4. VII.	I	3,78	0,000142	
6. VII.	I	3,01	0,000116	
8. VII.	I	3,33	0,000128	} 0,000107
13. VII.	II	3,99	0,000113	
14. VII.	II	3,49	0,0000988	
21. VII.	II	3,31	0,000108	
20. II. 1899	III	3,82	0,000128	} 0,000121
23. II.	III	3,52	0,000113	
24. II.	III	3,76	0,000126	
27. II.	III	3,64	0,000122	
2. III.	IV	3,64	0,000111	} 0,000103
3. III.	IV	3,37	0,000118	
6. III.	IV	2,64	0,0000806	
7. III.	IV	3,41	0,000104	
10. III.	IV	3,27	0,0000997	
13. III.	IV	3,39	0,000103	

Tabelle III.

Argandbrenner.

Datum	Bifilarwaage	Ablenkung	Druck in Dynen	Mittel
14. V. 1898	I	21,28	0,000819	} 0,000771
16. V.	I	18,84	0,000725	
30. VI.	I	19,96	0,000768	
16. VII.	II	25,50	0,000722	} 0,000745
18. VII.	II	27,01	0,000765	
20. VII.	II	26,20	0,000742	
21. VII.	II	26,52	0,000751	
20. II. 1899	III	21,17	0,000710	} 0,000741
23. II.	III	21,77	0,000730	
24. II.	III	23,24	0,000779	
27. II.	III	21,83	0,000732	
28. II.	III	22,56	0,000756	

Tabelle III. (Fortsetzung.)

Datum	Bifilarwaage	Ablenkung	Druck in Dynen	Mittel
2. III. 1899	IV	23,43	0,000715	0,000697
3. III.	IV	23,07	0,000704	
6. III.	IV	22,88	0,000698	
7. III.	IV	21,37	0,000653	
10. III.	IV	23,34	0,000712	
18. III.	IV	22,94	0,000700	

Tabelle IV.

Auerbrenner.

Datum	Bifilarwaage	Ablenkung	Druck in Dynen	Mittel
20. II. 1899	III	15,64	0,000524	0,000509
23. II.	III	15,43	0,000518	
24. II.	III	14,84	0,000497	
27. II.	III	14,90	0,000499	
2. III.	IV	16,55	0,000505	0,000458
6. III.	IV	15,30	0,000467	
7. III.	IV	14,36	0,000438	
10. III.	IV	13,83	0,000422	
18. III.	IV	15,06	0,000459	

Berücksichtigt man die Kleinheit der in Rede stehenden Druckgrößen und damit zusammenhängend die Schwierigkeit der Messung, ferner die an verschiedenen Versuchstagen wohl kaum vorhandene Gleichheit der Strahlungsquellen, so kann trotz der bei derselben Lichtquelle oft 20—25 Proc. erreichenden Verschiedenheit der Einzelwerthe in den Tabellen, doch die Uebereinstimmung im ganzen eine befriedigende genannt werden. Es ging aus meinen Versuchen ausserdem unzweifelhaft hervor, dass geringe, äusserlich kaum bemerkbare Unterschiede in Flammenhöhe und Leuchtkraft der Lichtquellen bei dem hochempfindlichen Radiometer schon bedeutende Unterschiede in den Druckgrößen veranlassen können.

Die Mittelwerthe der letzten Columnne in den Tabellen zeigen für die Bifilarwaage III durchweg grössere Druckwerthe wie für die Waage IV, trotz des engeren Gehäuses für letztere. Es liefert diese Verschiedenheit aber eine neue Bestätigung der schon von Crookes und anderen wiederholt gemachten

Beobachtung, dass die Empfindlichkeit der Radiometer um so geringer ist, je höher der noch vorhandene Luftdruck ist. Denn wie oben p. 310 bereits erwähnt wurde, konnte die Luftverdünnung bei Bifilarwaage IV wegen des am Gehäuse derselben nur mit Fett abgedichteten Planfensters nicht so hoch getrieben werden, als es in den anderen Fällen möglich war.

Die Uebereinstimmung der erhaltenen Drucke mit dem nach dem Versuche von Crookes¹⁾ berechneten Werth von 0,00075 Dynen pro qcm für eine Kerze von 50 cm Distanz dürfte mit Rücksicht auf die wahrscheinliche Verschiedenheit der Lichtquelle und der sonstigen Versuchsbedingungen (geringere Weite des Radiometergefässes, höheres Vacuum infolge andauernden Erhitzens des Gefässes) eine zufriedenstellende sein. Riecke fand l. c. für eine Gaslampe Drucke von 0,138 bez. 0,1505 Dynen und 0,0272 bez. 0,0483 Dynen pro qcm in 50 cm Entfernung. Dieselben sind etwa 40—60 mal grösser als die von mir gefundenen Drucke und, wenn man die Gasflamme, entsprechend der oben p. 311 gegebenen photometrischen Vergleichung, zu rund 10 Kerzen rechnet, etwa 20 mal bez. 4—7 mal grösser als der entsprechende Werth von Crookes. Woher dieser Unterschied der Riecke'schen Werthe kommt, lässt sich ohne Wiederholung seiner Versuche wohl nicht ermitteln. Druckwerthe von dieser Grössenordnung haben sich bei meinen Messungen für eine Bogenlampe ergeben, welche mit einer Stromstärke von 4—6 Amp., aber leider wegen mangelhafter Einrichtungen so ungleichmässig brannte, dass zuverlässige Messungen nicht gemacht werden konnten.

Nach den Versuchen von E. Dorn²⁾ einerseits über die Erwärmung durch Röntgenstrahlen, andererseits nach der von vielen Seiten, zuletzt von B. Walter³⁾ vertretenen Emissionstheorie der Röntgenstrahlen lässt sich eine Druckwirkung im Radiometer vermuthen, entweder infolge der Erwärmung der von Strahlen getroffenen Radiometerfläche oder, nach Analogie der mechanischen Wirkungen der Kathodenstrahlen, infolge des Aufpralles der Kathodenstrahlentheilchen, welche die Röntgenstrahlen ausmachen sollen. Ich habe nun unter den

1) Vgl. oben p. 306 W. Crookes, l. c.

2) E. Dorn, Wied. Ann. 63. p. 160—176. 1897.

3) B. Walter, Wied. Ann. 66. p. 74—82. 1898.

nöthigen Vorsichtsmaassregeln diesbezügliche Versuche mit meinen Bifilarwaagen angestellt; dieselben zeigten allerdings ein geringes Schwanken um ihre Gleichgewichtslage; einseitig vergrösserte Ausschläge, welche auf eine Druckwirkung hätten schliessen lassen, waren aber mit Sicherheit nicht zu constatiren. Nur ein schon vor mehreren Jahren hergestelltes pendelartiges Radiometer, bei welchem mittels eines langen Coconfadens eine berusste Glimmerscheibe in einer etwa 1,5 cm weiten Glasröhre aufgehängt war, und welches schon bei der Strahlung eines Argandbrenners ein sehr energisches Heraus-schleudern der Glimmerscheibe aus der Gleichgewichtslage zeigte, liess bei Auftreffen von Röntgenstrahlen eine verstärkte Schwingung erkennen gegenüber den Schwingungen bei Abblendung der Strahlen durch einen Bleischirm. Es dürfte somit vielleicht nicht ausgeschlossen sein, dass man mit besonders empfindlichen Anordnungen ein unzweideutiges Resultat erhalten wird.

Resultate.

In Zusammenfassung der Versuchsergebnisse ergibt sich daher:

1. Die Grössenordnung der Strahlungsdrucke kann für die Hefnerkerze auf rund $7 \cdot 10^{-5}$ – $8 \cdot 10^{-5}$ Dynen pro qcm, für die 6^{er} Stearinkerze auf $10 \cdot 10^{-5}$ – $14 \cdot 10^{-5}$ Dynen pro qcm, für den Argandbrenner auf $70 \cdot 10^{-5}$ – $80 \cdot 10^{-5}$ Dynen pro qcm, und für den Auerbrenner auf $40 \cdot 10^{-5}$ – $50 \cdot 10^{-5}$ Dynen pro qcm angesetzt werden.

2. Bei höherem Luftdruck im Radiometergefäss ist in Uebereinstimmung mit den Versuchsergebnissen anderer Forscher der Strahlungsdruck ein geringerer.

3. Eine Druckwirkung der Röntgenstrahlen war mit Sicherheit nicht nachweisbar.

München, Physikal. Inst. d. k. Mil.-Bild.-Anstalten, im April 1899.

(Eingegangen 17. April 1899.)

9. Zur Thermodynamik der Thermoketten; von C. Liebenow.

Die Thermoketten sind von R. Clausius¹⁾, W. Thomson²⁾ und L. Boltzmann³⁾ thermodynamisch behandelt. Sie betrachten die Thermokräfte im wesentlichen als Contactkräfte. Die Wärmeleitung spielt keine oder (bei Boltzmann) nur eine untergeordnete Rolle.

Im Gegensatze hierzu mache ich die Voraussetzung, dass gerade das Bestreben der Wärme, durch *Leitung* von einer höheren auf eine niedere Temperatur überzugehen, an sich im Stande sei, thermoelektrische Kräfte hervorzurufen. Ich nehme ferner an, dass mit einem elektrischen Strom in den Metallen zwangsweise ein Wärmestrom verbunden sei und dass auf diese Weise die Wärme durch einen durch äussere elektromotorische Kräfte hervorgebrachten Strom in den Metallen gezwungen werden könne, sich dem Temperaturgefälle entgegen von einer tieferen Temperatur zu einer höheren zu bewegen, sodass die Thermoerscheinungen umkehrbar werden. Unter diesen Voraussetzungen gelange ich zu zahlenmässig controlirbaren Ausdrücken, die sowohl die thermoelektromotorischen Kräfte, als auch den Peltier- und Thomsoneffect, wenigstens der Grössenordnung nach, übereinstimmend mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial wiedergeben.

Zur Aufstellung der Gleichungen führe ich einem beliebigen Metallstück von gleichförmigem Querschnitt an einem Ende beständig Wärme zu, während ich ihm am anderen Ende beständig Wärme entziehe. Dabei richte ich es so ein, dass die mittlere Temperatur des Metallstückes und ebenso die Temperaturdifferenz zwischen den Enden constant bleibt.

Ich nehme nun an, dass unter diesen Umständen eine thermoelektromotorische Kraft in dem Metallstück auftrete,

1) R. Clausius, Pogg. Ann. 90. p. 513. 1853.

2) W. Thomson, Phil. Mag. [4] 11. p. 214 u. 281. 1856.

3) L. Boltzmann, Sitzungsber. d. k. Gesellschaft d. Wissensch. zu Wien [2] 96. p. 1253. 1887.

welche ausser von der Natur des Metalles nur von den Temperaturverhältnissen abhängig sei. Dann lässt sich der maximale Betrag, den diese elektromotorische Kraft annehmen kann, aus dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie berechnen.

Für kleine Temperaturdifferenzen wird derselbe ausgedrückt durch die Gleichung:

$$dA = \frac{Q}{T} dT,$$

worin A die Arbeit, T die absolute Temperatur und Q die zugeführte Wärme bezeichnet.

Wird dA als elektrische Arbeit gewonnen, so ist:

$$dA = J dE,$$

wenn man mit J die maximale Stromstärke und mit dE die elektromotorische Kraft bezeichnet.

Um J zu bestimmen, d. h. die maximale Stromstärke, welche im günstigsten Falle durch die elektromotorische Kraft dE hervorgebracht werden kann, verbinde ich die beiden Enden des Metallstückes durch einen Draht, der als äusserer Stromkreis bezeichnet werden möge. In diesen äusseren Stromkreis lege ich eine Dynamomaschine, die ich derartig erzeuge, dass die durch diese Dynamomaschine in elektrische Energie umgesetzte Arbeit gleich ist der im äusseren Stromkreis selbst in Wärme umgesetzten Energie. Dann entfällt auf das Metallstück allein die in ihm selbst erzeugte und in Joule'sche Wärme umgesetzte elektrische Energie. Dieselbe ist $= J^2 r$, wenn man mit r den elektrischen Widerstand des Metallstückes bezeichnet. Ist s die Länge, u der Querschnitt und R der spezifische Widerstand (bezogen auf 1 ccm), so ist

$$J = \frac{dE}{r},$$

$$dA = J^2 r = \frac{(dE)^2}{r} = \frac{u}{s} \cdot \frac{(dE)^2}{R}.$$

Bezeichnet man mit l die Leitfähigkeit des Metallstückes für die Wärme, so ist

$$Q = l dT.$$

Ist L die spezifische Leitfähigkeit, so wird

$$Q = \frac{u}{s} L dT.$$

Hieraus ergibt sich:

$$\frac{u}{s} \cdot \frac{(dE)^2}{R} = \frac{u}{s} \cdot \frac{L}{T} (dT)^2,$$

$$dE = \pm \sqrt{\frac{RL}{T}} dT.$$

Drückt man die elektromotorische Kraft in Volt, die Wärmemenge in Grammc calorien aus, so wird, da 1 Wattsecunde = 0,24 Grammc calorien ist,

$$dE = \pm 2,04 \sqrt{\frac{RL}{T}} dT.$$

Für Kupfer erhält man hiernach bei 15° C., wenn man die spezifische Wärmeleitfähigkeit des Kupfers zu 0,8 annimmt:

$$\frac{dE}{dT} = \pm 2,04 \sqrt{0,8 \cdot 0,000001635 : 288} = \pm 0,0001375 \text{ Volt.}$$

Leider weichen die Angaben über die Wärmeleitfähigkeit der Metalle bei den verschiedenen Beobachtern stark voneinander ab, sodass von einer genauen Berechnung der elektromotorischen Kraft vorläufig nicht die Rede sein kann.

Legt man die Beobachtungen von G. Wiedemann und Franz¹⁾ für die Wärmeleitfähigkeit und diejenigen von Matthiessen²⁾ für die Leitfähigkeit der Elektrizität zu Grunde, so ist, wenn sowohl das Leitungsvermögen des Silbers für Wärme als auch dasjenige für die Elektrizität gleich 100 gesetzt wird, für Kupfer ersteres = 73,6 und letzteres = 77,4. Mithin wird in diesen Einheiten für Kupfer $RL = 0,951$. Für Wismuth fanden dieselben Beobachter 1,8 und 1,2, somit $RL = 1,5$. Hiernach ergibt sich für Wismuth, wenn man für Kupfer $dE/dT = \pm 137,5$ Mikrovolt setzt:

$$\frac{dE}{dT} = \pm 137,5 \sqrt{1,5 : 0,951} = 172,7 \text{ Mikrovolt.}$$

Sind diese Kräfte im Kupfer und Wismuth in Bezug auf das Temperaturgefälle gleich gerichtet, so erhält man für das Wismuthkupferelement eine elektromotorische Kraft für 1° Temperaturdifferenz von 35,2 Mikrovolt, während die Beobachtungen etwa 45—100 Mikrovolt ergeben.

1) G. Wiedemann u. R. Franz, Pogg. Ann. **89**. p. 530. 1853.

2) A. Matthiessen, Pogg. Ann. **103**. p. 428. 1858; vgl. Wüllner, Magnetismus und Elektrizität **3**. p. 641. 1897.

Für die Leitfähigkeiten des Eisens fanden dieselben Forscher die Zahlen: 11,9 und 14,4; mithin $RL = 0,826$.

Hieraus ergibt sich für Eisen:

$$\frac{dE}{dT} = \pm 137,5 \sqrt{0,826 : 0,951} = 128,2 \text{ Mikrovolt};$$

und man erhält für das Eisenkupferelement: $-9,3$ Mikrovolt, was mit den Beobachtungen sehr nahe übereinstimmt.

Lorenz hat die Aenderung des Verhältnisses der Leitfähigkeiten für Wärme und Elektrizität mit der Temperatur bestimmt. Er findet, dass dieses Verhältniss von 0° bis 100° C. für Kupfer wie 1:1,358, dagegen für Eisen wie 1:1,53 zunimmt. Hiernach muss die elektromotorische Kraft des Eisenkupferelementes mit steigender Temperatur abnehmen und einen neutralen Punkt erreichen.

Legt man diese Zahlen zu Grunde, so müsste nach den oben angegebenen Daten von Wiedemann und Franz die elektromotorische Kraft des Eisenkupferelementes bei etwa 150° C. gleich Null werden. Avenarius fand den neutralen Punkt dagegen bei 276° C. Rechnet man von diesem Punkt rückwärts, so ergibt sich die elektromotorische Kraft des Eisenkupferelementes bei 0° für 1° Temperaturdifferenz zu 13,75 Mikrovolt, was genau mit dem von Matthiessen gefundenen Werth für galvanoplastisches Kupfer und Clavierdraht übereinstimmt.

Da der elektrische Strom im Kupfereisenelement unter 276° an der warmen Löthstelle vom Kupfer zum Eisen fliesst, die elektromotorische Kraft des Kupfers aber in diesem Falle grösser ist, als die des Eisens, so folgt, dass die Richtung dieser Kräfte dem Wärmestrom entgegengesetzt ist, d. h. die positive Elektrizität wird in diesen Metallen bei ungleichmässiger Temperaturvertheilung gegen die warme Stelle getrieben.

Da ferner sämtliche von Matthiessen untersuchten Metalle in der Combination mit Kupfer kleinere elektromotorische Kräfte ergeben, als 137,5 Mikrovolt, so muss man schliessen, dass alle Metalle bei ungleichmässiger Erwärmung am warmen Ende *positiv* elektrisch werden.

Für Tellur und Selen fand dagegen Matthiessen in der Combination mit Kupfer eine viel grössere elektromotorische Kraft, und zwar ist diese elektromotorische Kraft in gleichem Sinne gerichtet, wie in der Combination mit Eisen, welches die kleinere elektromotorische Kraft besitzt. Hieraus ergibt sich, dass die elektromotorische Kraft der *Nichtmetalle* Tellur und Selen der des Kupfers entgegen gerichtet sein muss, d. h. das warme Ende des Tellurs und Selens ist *negativ* elektrisch.

Um die Peltier- und Thomsonerscheinungen zu verstehen, muss man annehmen, dass mit jedem elektrischen Strom zwangsweise ein Wärmestrom verknüpft ist. Der Betrag dieses Wärmestromes ergibt sich unmittelbar aus der Gleichung für den maximalen elektrischen Strom:

$$J dE = \pm \frac{1}{0,24} \frac{Q}{T} dT,$$

wenn man statt J den beliebigen Strom i setzt. Es wird dann die in der Secunde durch einen beliebigen Leiterquerschnitt mit dem elektrischen Strom i hindurchgeführte Wärmemenge:

$$q = \pm 0,24 i T \frac{dE}{dT}.$$

Hierin gilt für die Metalle das negative Vorzeichen, d. h. die Wärme bewegt sich in den Metallen mit der *negativen* Elektricität. Im Tellur und Selen und wahrscheinlich in allen Nichtmetallen (vgl. den Schluss dieses Aufsatzes) ist das Umgekehrte der Fall.

Ist für Kupfer $(dE/dT) = 137,5$ Mikrovolt, so ergibt sich für dieses Metall bei 0°C. pro Ampère $q = 0,0092 \text{ g-Cal.}$ pro Secunde oder pro Stunde $= 33 \text{ g-Cal.}$

Stossen in einem Punkte, in welchem die Temperatur T herrscht, eine Reihe metallischer Leiter zusammen, über welche sich ein beliebiger elektrischer Strom verzweigt, so wird in diesem Punkte pro Secunde eine Wärmemenge entwickelt:

$$\Delta q = - 0,24 T \sum i \cdot \frac{dE}{dT},$$

wobei das Product $i \cdot (dE/dT)$ für jeden Leiter besonders auszurechnen ist.

Sind nur zwei Metalle zusammengelöthet — etwa Kupfer und Eisen — und fliesst der positive Strom durch das Kupfer

der Löthstelle zu, durch das Eisen ab, so wird nach dieser Gleichung, da dE/dT bei 0°C. für Kupfer grösser ist, als für Eisen, in der Löthstelle Wärme *absorbirt*, wie dies auch die Beobachtungen ergeben.

Jahn¹⁾ hat den Peltiereffect einer Reihe von Combinationen verschiedener Metalle mit Kupfer gemessen, wobei er die pro Stunde durch 1 Amp. entwickelte Wärmemenge im Eiscalorimeter bestimmte, wenn der Strom vom Kupfer zum Metall floss. Die folgende Tabelle enthält diese Beobachtungen Jahn's, der die nach obiger Formel berechneten Werthe hinzugefügt sind:

Cu +	Fe	Cd	Zn	Ag	Pt	Ni
E.M.K.	-11,28	-2,64	-1,51	-2,12	+1,40	+20,08
Entwickelte Wärme pro Stunde	beob. - 3,16	-0,616	-0,585	-0,413	+0,320	+4,36
	ber. - 2,66	-0,625	-0,357	-0,500	+0,330	+4,75

Ist in einem ungeschlossenen Leiter ein Temperaturgefälle vorhanden, so bewegt sich die Wärme in ihm bekanntlich von der warmen zur kalten Löthstelle, wobei in der Zeiteinheit jeden beliebigen Querschnitt die gleiche Wärmemenge passirt, sobald der Zustand stationär geworden ist. Hierbei entsteht in dem Leiter eine elektromotorische Kraft.

Schliesst man den Leiter in der Weise, dass durch diese elektromotorische Kraft ein elektrischer Strom erzeugt wird, so ändert sich dieser Wärmestrom, da ein Theil der Wärme in elektrische Energie übergeführt wird. Sehen wir von der Joule'schen Wärme ab und betrachten wir den Wärmestrom, wenn er die maximale Stromenergie erzeugt, so gilt in Metallen die Gleichung:

$$Q = -0,24 JT \frac{dE}{dT}.$$

In diesem Falle fliesst nicht mehr in jedem Querschnitt die gleiche Wärmemenge; dieselbe richtet sich vielmehr nach der absoluten Temperatur des Querschnittes, und zwar wird diejenige Wärmemenge, welche aus einem von zwei unendlich nahen Querschnitten begrenzten Leiterstück weniger oder mehr heraustritt, als einströmt, durch die Stromarbeit selbst

1) Jahn, Wied. Ann. 34. p. 755. 1888.

absorbirt oder erzeugt, sodass die Temperaturverhältnisse (von der Joule'schen Wärme abgesehen) sich hierbei nicht ändern, solange dE/dT constant bleibt.

Während daher im offenen Stromkreis ein gleichmässiger Strom auftritt, der vom Temperaturgefälle abhängt, muss man sich vorstellen, dass derselbe beim Auftreten eines elektrischen Stromes ganz oder zum Theil (je nach der Stromintensität) durch einen anderen Wärmestrom von soeben genannter Beschaffenheit ersetzt wird, der ganz ohne Rücksicht auf das Temperaturgefälle, und ohne dieses zu verändern, in dem Leiter fliesst und sich dem eventuellen Rest des von einem Temperaturgefälle hervorgerufenen Stromes einfach superponirt. Fliesst daher der durch die eigene elektromotorische Kraft des Metalles mögliche maximale Strom J , durch äussere elektromotorische Kräfte gezwungen, im entgegengesetzten Sinne durch den Leiter; so transportirt derselbe in der Zeiteinheit genau soviel Wärme von der kalten zur warmen Löthstelle, wie im anderen Falle von der warmen zur kalten Löthstelle fliesst, um den Strom J im regelrechten Sinne hervorzurufen. (Der Process verläuft umkehrbar.)

Solange daher dE/dT constant ist, wird ein Thomson-effect nicht hervorgerufen. Derselbe entsteht erst, wenn sich dE/dT mit der Temperatur ändert und muss dann dem Peltiereffect ganz analog sein. Für ein Metallstück mit einer Temperaturdifferenz dT ergibt sich daher:

$$dq = -0,24 i T \frac{d^2 E}{dT^2} dT.$$

Für Antimon findet z. B. Lorenz¹⁾, dass sich RT von 0—100° C. ändert, wie 1:1,294. Man kann also für Antimon setzen:

$$\frac{RL}{T} = \frac{RL}{T_0} (1 - 0,00072 t)$$

$$\frac{dE}{dT} = 2,04 \sqrt{\frac{RL}{T}} (1 - 0,00036 t)$$

$$= \text{ca. } 0,00015 (1 - 0,00036 t)$$

$$\frac{d^2 E}{dT^2} = -0,00000048.$$

1) L. Lorenz, Wied. Ann. 13. p. 598. 1881.

Mithin wird für $dT = 1^{\circ} \text{C.}$:

$$dq = -0,24 i T (-0,000000048) = +0,000000012 i T.$$

Nun fand Battelli¹⁾, dass der Thomseffect im allgemeinen durch den Ausdruck $h i T$ dargestellt werden konnte, und zwar war beim Antimon $h = 0,000000007$, was in der Grössenordnung vollkommen mit dem berechneten Thomseffect übereinstimmt.

In Bezug auf das Vorzeichen ist zu bemerken, dass diese Wärmemenge *entwickelt* wurde, wenn der positive elektrische Strom von Warm zu Kalt floss. Da aber dE/dT am kalten Ende den grösseren Betrag besitzt, so fliesst im Antimon wie in den übrigen Metallen die Wärme mit der negativen Elektrizität.

Es steht offenbar nichts im Wege, die aus allgemeinen thermodynamischen Voraussetzungen abgeleitete Gleichung

$$\frac{dE}{dT} = \pm 2,04 \sqrt{\frac{RL}{T}}$$

auch auf schlechte Leiter anzuwenden. In diesem Falle wird R zum Theil ganz ausserordentlich gross. Nun ist zwar in solchen Fällen L ziemlich klein, aber die Leitfähigkeit für die Wärme nimmt bei den sogenannten Isolatoren doch nicht annähernd in dem Maasse ab, wie diejenige für die Elektrizität. Die Gleichung sagt daher aus, dass in solchen Fällen durch den Wärmeübergang sehr hohe thermoelektromotorische Kräfte hervorgerufen werden können. Dies ist in Uebereinstimmung mit den bereits relativ hohen elektromotorischen Kräfte der Kiese, sowie von Tellur und Selen. Ein viel ausgeprägteres Beispiel bieten aber viele Krystalle, welche nicht dem regulären System angehören.

Betrachten wir ein Stück krystallisirtes Antimon, so sind nach Matthiessen die thermoelektromotorischen Kräfte parallel und senkrecht zur Axe verschieden. Verbindet man nun zwei solche verschiedenen Flächen durch einen Draht, so entsteht

1) A. Battelli, Atti dell'Accad. di Torino 22. p. 539. 1887; vgl. Wied. Beibl. 11. p. 725. 1887.

kein Strom, solange die Temperatur überall gleich ist. Erwärmt man aber das Ganze gleichmässig von aussen, so muss ein Strom auftreten, solange der Antimonkrystall aussen wärmer ist, als im Inneren. Beim Abkühlen muss sich hinterher die Stromrichtung umkehren.

Genau in gleicher Weise verhalten sich andere Krystalle mit ungleichen Axen, nur dass z. B. beim Turmalin, der ein guter Isolator ist, die Potentialdifferenz sehr hohe Beträge annehmen kann (Pyroelektricität).

In guten Isolatoren scheinen Erschütterungen, wie sie bei Reibung in der Oberfläche stattfindet, erst die Trennung der Elektricitäten zu ermöglichen oder zu befördern. Reibt man gleichartige warme und kalte Isolatoren aneinander, so wird erfahrungsmässig der *warme*, ganz entsprechend dem thermoelektrischen Vorzeichen bei Tellur und Selen, *negativ* elektrisch.

Sind die geriebenen Nichtmetalle verschiedener Art, so hat man hier gleichsam ein Thermoelement, in welchem die sich durch Reibung erhaltenden Flächen die warme Löthstelle bilden. Es wird somit dasjenige Nichtmetall positiv werden müssen, für welches dE/dT den grösseren Werth besitzt. (Spannungsreihe der Reibungselektricität.)

Wird ein Isolator mit einem Metall gerieben, so muss ersterer *positiv* elektrisch werden, was die Erfahrung bestätigt.

Auch die Luft unserer Atmosphäre findet man dem obigen entsprechend in ihrem oberen kälteren Theil den unteren wärmeren Theilen gegenüber positiv elektrisch.

(Eingegangen 26. April 1899.)

10. Ueber die magnetischen Eigenschaften der Elemente; von Stefan Meyer.

(Aus den Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wissensch. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CVII Abth. IIa. März 1899.)

(Vorgelegt in der Sitzung am 2. März 1899.)

Die Magnetisirungszahlen der Elemente können sowohl aus Messungen an ihren Verbindungen, als auch durch directe Beobachtungen an den möglichst gereinigten Grundstoffen gewonnen werden. Zur Ermittlung genauer Werthe setzt der erstere Weg bei Anwendung von Lösungen die Kenntniss des Einflusses des Lösungsmittels und der chemischen Bindungen, bei directer Verwendung der ungelösten Substanzen auch noch denjenigen der Structur und des eventuell vorhandenen Krystallwassers, der zweite Weg diejenige nach der Structur im allgemeinen voraus.

Bisher sind nun die Suszeptibilitätscoefficienten einer grossen Zahl von Elementen nicht einmal qualitativ bestimmt worden, bei anderen sind die Ergebnisse infolge der beigemengten Verunreinigungen einander direct widersprechend. Zuletzt hat Hr. J. Königsberger¹⁾ eine ziemlich vollständige Zusammenstellung über die Magnetisirungszahlen der untersuchten Elemente gegeben und die Resultate in einer Tabelle nach der Atomgewichtsanzordnung vereinigt.

Da mir nun durch die Freundlichkeit des Hrn. Prof. F. Exner der grösste Theil der überhaupt erhältlichen Elemente in möglichst reinem Zustande zur Verfügung stand, habe ich zunächst die Grundstoffe selbst der Beobachtung unterzogen, während die Vervollständigung der Kenntniss der eingangs erwähnten Einflüsse den Gegenstand späterer Untersuchungen bilden soll.

Die mir überlassenen Substanzen waren vielfach dieselben, welche auch von den Herren F. Exner und E. Haschek²⁾

1) J. Königsberger, Wied. Ann. 66. p. 732. 1898.

2) F. Exner u. E. Haschek, „Ueber die ultravioletten Funkspectra der Elemente“, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. in Wien, mathem.-naturw. Klasse, seit 11. Juli 1895 fortgesetzt.

bezüglich ihrer Funkenspectra untersucht worden sind, wodurch mir die Möglichkeit gegeben ist, fast überall die meist nur spurenweise vorhandenen Beimengungen anderer Stoffe auszugeben.

Die Elemente lagen mir theils in Pulverform, theils in grösseren Stücken vor, was eine verschiedene Behandlung bedingt, die ihre Richtschnur hauptsächlich dadurch erhielt, dass das Material, da es noch zu weiteren Untersuchungen verwendet werden soll, in keiner Weise durch fremde Stoffe verunreinigt werden durfte.

A. Messungen an Pulvern:

Die angewandte Methode, die Magnetisirungszahl dieser Körper zu bestimmen, bestand darin, dass das betreffende Pulver in ein kleines cylindrisches Gläschen vom Querschnitte von nahezu $0,5 \text{ cm}^2$ bis zu einer gewissen Höhe eingefüllt wurde. Das Gläschen befand sich auf der einen Seite des Waagebalkens der eisenfreien Waage, deren Hr. G. Jäger und ich uns schon zur Bestimmung des Suszeptibilitätscoefficienten des Wassers¹⁾ bedient haben, und hing in einer Entfernung von fast 50 cm vom Waagebalken an einem gestreckten dünnen Aluminiumdraht derart in das früher schon einmal beschriebene magnetische Feld²⁾, dass es an die Stelle starken Potentialgefälles knapp über dem homogenen cylindrischen Theil des Gebietes zwischen den Polschuhen kam. Der Zug, bez. Auftrieb im Felde wurde durch entsprechende Gewichtsaufgabe auf der Waagschale der anderen Seite gemessen und mit dem Auftriebe verglichen, den frisch destillirtes Quecksilber, das bis zu der gleichen Höhe in das Gläschen eingefüllt war, erfuhr. Der absolute Werth des κ für Quecksilber wurde genau so gefunden, wie dies für die Bestimmung der Magnetisirungszahl des Wassers mittels der Waage von Hrn. G. Jäger und mir kürzlich beschrieben worden ist.

Es ergab sich nach dieser Anordnung bei Anwendung eines Glasrohres vom Querschnitte $0,95 \text{ cm}^2$, das 14 cm hoch

¹⁾ G. Jäger u. St. Meyer, Wied. Ann. 67. p. 707. 1899.

²⁾ G. Jäger u. St. Meyer, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. in Wien. 106. IIa, p. 595.

mit Quecksilber gefüllt war, nach Abzug der Wirkung auf Glas und Aufhängung aus mehreren Messungen der magnetische Zug $p = -0,289$ g. Das Feldstärkequadrat betrug dabei $291 \cdot 10^6$ (C.G.S.), die Temperatur 15° C. Vergleichende Messungen mit bis zu gleicher Höhe eingefülltem Wasser ergaben, dass die Einwirkung des Feldes auf das ausserhalb befindliche Ende des Quecksilbercylinders jedenfalls unter 1 Proc. von derjenigen auf das Ende zwischen den Polschuben bleibt und daher vernachlässigt werden kann.

Die Magnetisirungszahl des Quecksilbers ergibt sich hieraus bei 15° C. zu

$$\kappa = -2,05 \cdot 10^{-6}.$$

Um aus den auf dem oben beschriebenen Wege gewonnenen Susceptibilitätscoefficienten der Pulver vergleichbare Daten für die Elemente zu erhalten, ist es zweckmässig, dieselben auf das Atom der betreffenden Substanz zu beziehen. Hierzu bedarf es allerdings der Annahme, dass das Material in dem ganzen im Gläschen eingenommenen Volumen gleichmässig vertheilt sei, was natürlich nur in erster Annäherung zutrifft. Man bestimmt also das scheinbare specifische Gewicht aus dem Gewicht der Substanz und dem vom Pulver erfüllten Raum und berechnet den Werth des κ , der einer Raumerfüllung entspräche, wenn ein Grammatom im Liter vorhanden wäre.

Im Folgenden bezeichne ich mit κ den direct gefundenen Werth der Magnetisirungszahl, mit k denjenigen für den Atommagnetismus, wozu zu bemerken ist, dass ich denselben — wie dies bei Lösungen allgemein üblich ist — auf ein Grammatom im Liter beziehe, während z. B. Hr. J. Königsberger unter Atommagnetismus denselben rücksichtlich derselben Menge im Cubikcentimeter versteht.

So ergibt sich für das Quecksilber aus obigem Werthe von κ das $k = -0,0302 \cdot 10^{-6}$ (C.G.S.).

Bei einer Vergleichung sind nach dem Gesagten die Zahlen des Hrn. Königsberger mit 10^{-3} zu multipliciren.

Wo Beimengungen angegeben werden konnten, sind dieselben nach absteigender Menge geordnet angeschrieben.

Die Feldstärke war bei allen Messungen nahezu die gleiche und betrug an der betreffenden Stelle des Raumes rund 10000 (C.G.S.).

Untersucht wurden:

Beryllium, Yttrium, Niob, Lanthan, Cer, Didym, Erbium und Thorium als metallische Pulver, ferner Silicium, krystallinisch a) und amorph b) und Antimon regulus, der gepulvert wurde, bezogen von Merck; Bor als braunes Pulver von H. Moissan-Paris; Titan und Vanadin als Pulver, Zirkonium in krystallinischen Blättchen und metallisches Wismuth, das in Achat-schale gepulvert wurde, von Schuchardt; Selen, metallisch, gepulvert, von Trommsdorff, und Osmium als schwarzes Pulver von Heräus.

Die Resultate der Messungen giebt die folgende Tab. 1, wobei g die angewandte Gewichtsmenge in Grammen, a die

Tabelle 1.

Element	g	a	n	p	$x \cdot 10^6$	$k \cdot 10^6$	t
Beryllium	0,439	423	46,9	+ 1,0205	+ 33,8	+ 0,72	15°
Bor	0,529	509,7	46,8	+ 0,067	+ 2,2	+ 0,047	15
Silicium a) ¹⁾	0,441	420	14,9	+ 0,011	+ 0,36	+ 0,024	16
„ b)	1,501	1384	48,9	+ 0,009	+ 0,30	+ 0,006	17
Titan	0,585	909	19,0	+ 0,413	+ 18,45	+ 0,97	17
Vanadin	0,481	464	9,08	+ 0,047	+ 1,56	+ 0,17	17
Selen	2,618	3680	46,7	- 0,0015	- 0,06	- 0,0013	15
Yttrium	0,526	740	8,34	+ 0,652	+ 26,7	+ 3,2	17
Zirkonium	1,235	1190	12,8	- 0,005	- 0,175	- 0,014	17
Niob ²⁾	0,499	1124	12,0	+ 0,107	+ 5,9	+ 0,49	18
Antimon	4,131	3980	33,3	- 0,0688	- 2,28	- 0,069	17
Lanthan	0,525	1184	8,59	+ 2,02	+ 111,9	+ 13,0	18
Cer	0,250	750	5,36	+ 2,39	+ 182,2	+ 34,0	16
Didym	0,527	1187	8,35	+ 2,37	+ 121,4	+ 14,5	18
Erbium	0,509	918	5,5	+ 5,63	+ 230,8	+ 41,8	17
Osmium ³⁾	1,647	1590	8,36	+ 0,020	+ 0,62	+ 0,074	16
Wismuth ⁴⁾	3,823	5375	25,8	- 0,128	- 5,25	- 0,203	15
Thorium	0,524	1182	5,1	+ 1,46	+ 81,0	+ 16,0	18

1) Enthält spurenweise Beimengungen von Fe, C und Ca im Funken-spectrum nachweisbar.

2) Spurenweise Beimengungen von Fe, Ni, Ba, Ca, Mg, Si, C, Sr, S und sehr viele Tantallinien im Spectrum nachgewiesen.

3) Spuren von Fe, Pb, Ba, Ca, Cu, Pt, Rh, Pd.

4) Spuren von Ca, Cu, Fe.

auf 1000 cm³ kommende Menge, n die Zahl der Grammatome, p der direct an der Waage abgelesene Zug, t die Versuchstemperatur bezeichnet und x und k die oben angegebene Bedeutung haben.

B. Messungen an festen Stückchen.

Haben die Substanzen die Form fester Stückchen, so ist es am einfachsten, ein Verfahren analog der specifischen Gewichtsbestimmung anzuwenden. Hierzu brachte ich das Material in eine etwa 30 cm lange Eprouvete vom Querschnitte 0,95 cm², bez. 1,50 cm², deren Ende wieder, wie früher das Gläschen, in den unhomogenen Theil knapp über dem cylindrischen Gebiete des Feldes gebracht wurde, und bestimmte den magnetischen Zug, bez. Druck mittels der Waage. Sodann wurde das Glasrohr, ohne die Lage der am Boden derselben befindlichen Stückchen zu verrücken, mit Alkohol oder Wasser aufgefüllt und abermals der durch das Feld hervorgerufene Zug gemessen und schliesslich die Wirkung auf die Eprouvete, sowohl leer, als nur mit der Flüssigkeit gefüllt, an derselben Stelle des Feldes (M nahe gleich 10000 [C. G. S.]) beobachtet. Nennt man die Wirkung auf die Substanz, vermindert um diejenige auf das Glasrohr, a , diejenige auf Substanz und Flüssigkeit, vermindert um das Volumen des verdrängten Alkohols (bez. Wassers), b , diejenige auf die Flüssigkeit allein c , so ist der Zug auf das verdrängte Flüssigkeitsvolumen $c + a - b$ und indem wir den Zug auf das Element p_s , denjenigen auf den verdrängten Alkohol (Wasser) p_a nennen und den Magnetisirungszahlen dieselben Indices ertheilen,

$$x_c = x_s \frac{p_s}{p_a} = x_s \frac{a}{c + a - b}$$

Die Magnetisirungszahl des Wassers wurde zu $-0,67 \cdot 10^{-6}$ bei 15° C. angenommen, diejenige des verwendeten Alkohols, gerade so wie die des Wassers¹⁾, aus dem Zuge in zwei Glasröhren vom Querschnitte 0,95 cm² und 1,50 cm² mittels der Waage bestimmt, ergab im Mittel $-0,55 \cdot 10^{-6}$ bei 15° C.

Die Resultate der Messungen ergiebt die folgende Zu-

1) G. Jäger u. St. Meyer, Wied. Ann. 67. p. 707. 1899.

sammenstellung, in der γ das specifische Gewicht ist, α und k die frühere Bedeutung haben.

Tabelle 2.

Element	γ	$\alpha \cdot 10^6$	$k \cdot 10^6$	t
Kohle ¹⁾ (carbone sublimé)	1,77	— 2,49	— 0,017	18°
Ceylographit	2,25	— 8,97	— 0,048	18
Sibirischer Graphit ²⁾	2,14	— 7,3	— 0,041	18
Anthracit	—	+ 0,39	—	18
Titan ³⁾	4,87	+ 9,52	+ 0,094	17
Kupfer	8,9	— 0,66	— 0,0044	15
Molybdän ⁴⁾	8,6	+ 2,15	+ 0,024	17
Silber	—	— 1,3	—	—
Cadmium ⁵⁾	8,6	— 1,16	— 0,015	17
Zinn ⁶⁾	7,2	+ 0,256	+ 0,0042	17
Antimon	6,7	— 33,1	— 0,59	17
Tellur	6,4	— 0,6	— 0,012	18
Tantal ⁷⁾	10,4	+ 58,0	+ 1,02	18
Wolfram	19,1	+ 10,5	+ 0,10	16
Uran ⁸⁾	18,7	+ 16,3	+ 0,21	17

Von den angeführten Substanzen stammten die Kohle (carbone sublimé), Titan, Wolfram und Uran von H. Moissan in Paris; Cadmium, Zinn, Antimon von Merck; Molybdän, Tellur und Tantal von Schuchardt. Selen von Schuchardt erwies sich paramagnetisch und dürfte stark verunreinigt sein. Für das Kupfer habe ich sowohl paramagnetische Resultate, wie einen diamagnetischen Werth (den ich in der Tabelle angeführt habe) erhalten. Dasselbe enthielt von Verunreinigungen bloss Nickel im Spectrum nachweisbar, und müsste die geringe Beimengung dieser Substanz genügt haben, um das von anderen

1) Enthält Spuren von Ca, B, Ti, Ba, MgCu, Mn, Zr, Fe (l. c. 106. IIa. p. 354).

2) Enthält Ca, Fe, Si, Sr, Al, Mn, Cu, Mg. (l. c. p. 350).

3) Spuren von Ca, Sr, C, Al, und Fe (l. c. 107. IIa. p. 797)

4) Spuren von Wo und Ca (l. c. 105. IIa. p. 509).

5) Spuren von Fe, Ca und Pb (l. c. 106. IIa. p. 61).

6) Spuren von Fe und Ca (l. c. 106. IIa. p. 59).

7) Spuren von Fe, Ca, Sr, Na, K, Al, Pb und Ti (l. c. 107. IIa. p. 813).

8) Spuren von Fe und Ca.

Forschern als diamagnetisch beobachtete Element so weit zu modificiren. Das Silber lag in feinkörnigen Stückchen vor, die jedenfalls bei der angewendeten Verdrängungsmethode ein grösseres Volumen einnahmen, als ihrem specifischen Gewicht entspricht. Der Werth für α dürfte daher etwas zu klein sein.

C. Messungen bloss qualitativer Art.

An den folgenden Substanzen konnten wegen zu geringer vorliegender Mengen bloss qualitative Beobachtungen angestellt werden.

Es erwiesen sich:

<i>Gallium</i> von H. Winkler-Freiberg . . .	diamagnetisch,
<i>Germanium</i> von H. Winkler-Freiberg . .	diamagnetisch,
<i>Ruthenium</i> von Heräus	paramagnetisch,
<i>Rhodium</i> von Heräus	paramagnetisch,
<i>Indium</i> von H. Winkler	nicht nachweisbar,
<i>Iridium</i> von Heräus	paramagnetisch,

Gold von Schuchardt erwies sich gleichfalls paramagnetisch, doch zeigte dasselbe im Funkenspectrum Spuren von Ca, Cu, Ag und Eisen.

Ferner seien hier noch die Resultate an Pulvern von Scandiumoxyd, Samariumoxyd und Cäsiumchlorid angeführt, aus denen sich qualitative Schlüsse ziehen lassen.

Scandiumoxyd, Sc_2O_3 , von H. Nilson.

(Vom selben Materiale, das zur Atomgewichtsbestimmung diente.)

$$g = 0,081 \text{ g}, \quad a = 185$$

$$p = -0,0001 \text{ g}, \quad n = 1,36 \text{ Sc}_2\text{O}_3$$

$$\alpha = -0,006 \cdot 10^{-6}, \quad k = -0,004 \cdot 10^{-6} \text{ bei } 17^\circ \text{ C.},$$

woraus folgt, dass Scandium selbst diamagnetisch ist.

Samariumoxyd, Sa_2O_3 , von H. Cleve.

(Vom selben Materiale, das zur Atomgewichtsbestimmung diente.)

$$g = 1,202 \text{ g}, \quad a = 1160$$

$$p = +2,023 \text{ g}, \quad n = 3,33 \text{ Sa}_2\text{O}_3$$

$$\alpha = +66,8 \cdot 10^{-6}, \quad k = +20,1 \cdot 10^{-6} \text{ bei } 17^\circ \text{ C.}$$

Hieraus ist zu entnehmen, dass Samarium selbst ein paramagnetisches Element ist.

Cäsiumchlorid von Merck.

$$g = 1,744 \text{ g}, \quad a = 1680$$

$$p = -0,014 \text{ g}, \quad n = 10 \text{ CsCl}$$

$$\kappa = -0,47 \cdot 10^{-6}, \quad k = -0,047 \cdot 10^{-6} \text{ bei } 17^\circ \text{ C.}$$

Cäsium dürfte hiernach als diamagnetisch anzusehen sein.

Im Folgenden habe ich die Resultate für $k \cdot 10^6$ in einer Tabelle zusammengestellt, die sich der Anordnung anschliesst,

Tabelle der At

				Li d. m. *	Be p. m. + 0,72	B p. m. + 0,047	C d. m. - 0,048	N ?	O p. m. *
				Na d. m. *	Mg d. m. *	Al p. m. *	Si p. m. + 0,006	P d. m. *	S d. m. * - 0,016
K d. m. *	Ca d. m. *	Sc d. m.	Ti p. m. + 0,09	V p. m. + 0,17	Cr Mn Fe Co Ni stark paramagnetisch, am stärksten in der Mitte				
Rb d. m. *	Sr d. m. *	Y p. m. + 3,2	Zr d. m. - 0,014	Nb p. m. + 0,49	Mo p. m. + 0,024		Ru p. m.	Rh p. m.	Pd p. m. * + 0,55
Cs d. m.	Ba d. m. *	La p. m. + 13	Ce p. m. + 34	Di p. m. + 14,5		Sa p. m.			
			Er p. m. + 41,8						
		Yb ?		Ta p. m. + 1,02	W p. m. + 0,1		Os p. m. + 0,074	Ir p. m.	Pt p. m. * + 0,227
			Th p. m. + 16		U p. m. + 0,21				

deren sich Hr. Königsberger bedient hat. Die mit einem Stern versehenen Angaben sind aus seiner Tabelle direct herübergenommen. Insbesondere habe ich angenommen, dass meine Messungen an Silber, Gold und Tellur stärker durch fremde Einflüsse beeinträchtigt seien, als die dort angeführten Werthe. Auffallend ist der starke Diamagnetismus von Kohle und Zirkon gegenüber den bisher erhaltenen Resultaten, die allerdings bei letzterem nicht an dem Elemente direct gewonnen waren. Bezüglich des Cadmiums ist die Entscheidung

Atommagnetismen.

O p. m.*	Fl ?					
S m.* 0,016	Cl ?					
Ni n in	Cu d. m.	Zn d. m.* - 0,0095	Ga d. m.	Ge d. m.	As ?	Se d. m. - 0,001
Pd m.* - 0,55	Ag d. m. - 0,0157	Cd d. m. - 0,015	In d. m.?	Sn p. m.* + 0,004	Sb d. m. - 0,069	Te d. m.* - 0,089
						J d. m. - 0,040
Pt p. m.* - 0,227	Au d. m.* - 0,031	Hg d. m. - 0,030	Tl d. m.* - 0,033	Pb d. m.* - 0,0248	Bi d. m. - 0,203	

11. Ueber transversale Töne von Kautschukfäden; von Viktor v. Lang.

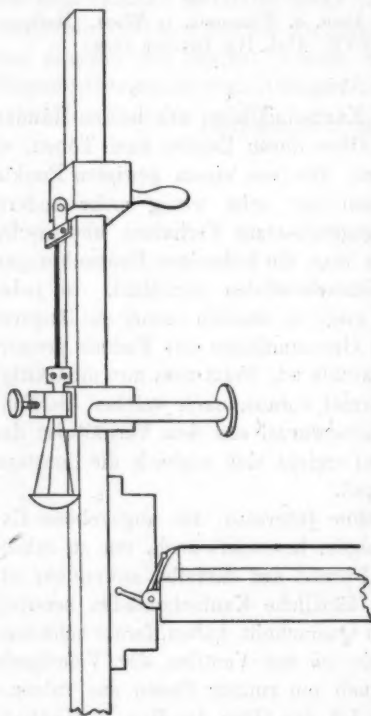
(Aus den Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wissensch. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse, Bd. CVII. Abth. IIa. October 1898.)

1. Spannt man einen Kautschukfaden mit beiden Händen und bringt ihn vor dem Ohre durch Zupfen zum Tönen, so bemerkt man, dass sich sein Ton von einem gewissen Punkte an durch stärkeres Spannen nur sehr wenig mehr ändert. Dieses anderen Fäden entgegengesetzte Verhalten überrascht, wird aber begreiflich, wenn man die bisherigen Beobachtungen über die Dehnung von Kautschukfäden nachsieht. In jeder solchen Beobachtungsreihe giebt es nämlich immer ein längeres Intervall, in welchem die Gesamtlänge des Fadens proportional dem spannenden Gewichte ist. Setzt man nun die Gültigkeit der Taylor'schen Formel voraus, nach welcher die Tonhöhe proportional der Quadratwurzel aus dem Verhältniss der Spannung zur Länge ist, so ergibt sich sogleich die Constanz des Tones für jenes Intervall.

Es schien mir nicht ohne Interesse, das angegebene Experiment messend zu verfolgen, besonders auch, um zu sehen, wie weit die Taylor'sche Formel auf dasselbe anwendbar ist. Zu den Versuchen wurden käufliche Kautschukfäden benutzt, die aber alle quadratischen Querschnitt haben, ferner schwarze Kautschukröhrchen, wie sie zu den Ventilen der Velocipeds benutzt werden, endlich auch ein runder Faden aus vulcanisirtem Kautschuk, welchen ich der Güte des Hrn. E. Herbst, Director der Gummiwaarenfabrik Breitensee, verdanke.

2. Nachstehende Figur zeigt die angewandte Spannvorrichtung, welche aus einem verticalen starken Prisma aus Holz mit zwei ebenfalls hölzernen Schlitten besteht. Um namentlich die äusserst schwachen Töne bei geringer Spannung der Fäden wahrnehmen zu können, ist an dem unteren Schlitten, der ein für allemal festgeklemmt wurde, ein hölzerner Arm angebracht, an welchen das Ohr bequem angelegt werden kann. Ferner war das Holzprisma auch in Berührung mit einem

Ende des Monochords, womit die Tonhöhe bestimmt wurde. Dasselbe war mit einer blanken und einer überspannenen Stahlsaite versehen. Die Tonhöhe der ersteren wurde durch Resonanz einer *a*-Stimmgabel bestimmt und schwankte um 90.



Die Tonhöhe der überspannenen Saite, welche nur für die tiefsten Töne benutzt wurde, war ungefähr 35.

Die Enden der Kautschukfäden wurden zwischen zwei Paar Messingplatten eingeklemmt, von denen das eine an den oberen Schlitten angeschraubt ist und mit demselben in geeigneter Höhe festgestellt wurde. Das andere, untere Paar trägt eine Waagschale für die spannenden Gewichte und wurde erst nach der Belastung, eventuell nach vollständiger Ausfädelung des Fadens an den unteren Schlitten festgeklemt.

Bei Bestimmung der Länge der gespannten Fäden konnte hier nicht die genaue Methode angewandt

werden, bei der nur die Entfernung zweier Punkte der Fäden berücksichtigt wird, die näher als die Befestigungsstellen aneinander liegen: es sollte ja auch die Tonhöhe der Fäden ermittelt werden. Um nun die Fäden beim Einklemmen möglichst zu schonen, wurden die Enden derselben vorher mit Kautschukband umwickelt; freilich bleibt dann immer eine kleine Unsicherheit bei Bestimmung der Länge.

3. Ich gebe nun zuerst eine Beobachtungsreihe, welche an einem Röhrchen (vgl. oben) derart ausgeführt wurde, dass man

den Kautschuk niemals entlastete und jede Beobachtung unmittelbar an die vorhergehende anschloss. Das Zeitintervall zwischen zwei Beobachtungen beträgt daher nur ungefähr vier Minuten.

<i>S</i>	<i>l</i>	<i>n</i>	<i>TF</i>	<i>S</i>	<i>l</i>	<i>n</i>	<i>TF</i>
0 g	50 mm	—	—	440 g	191 mm	144	163
30	53	104	78	480	235	145	164
40	60	107	84	520	218	143	160
60	62	127	102	560	231	143	161
80	63	127	117	600	243	144	159
100	64,5	132	129	640	254	146	164
120	68	139	137	680	263,5	148	166
140	72,5	147	143	720	276,5	149	167
160	77	147	148	760	279,5	151	170
180	89	150	147	800	290	151	172
200	90,5	150	154	840	298	152	173
220	97	150	156	880	306	153	175
240	106	151	156	920	313	149	177
260	119,5	150	153	960	325,5	151	178
280	123,5	148	156	840?	318	140	168
300	133	147	155	740	318	140	158
320	141,5	147	155	640	314	132	148
340	151	146	155	540	310	124	136
360	159,5	145	155	440	302	112	125
380	167,5	145	156	340	291	101	112
400	177	145	156	240	257	95	100

In dieser Tabelle bedeutet *S* das spannende Gewicht in Gramm, natürlich mit Einschluss der Fassung und der Waagschale, *l* ist die zugehörige Länge des Kautschuks in Millimeter und *n* die Schwingungszahl seines Transversaltones. Die letzte Columnne *TF* enthält die nach der Taylor'schen Formel

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{S}{l} \frac{g}{G}}$$

berechneten Schwingungszahlen, wobei das Gewicht *G* des Fadens gleich 0,227 g war. Die ersten zwei Beobachtungen für *n* sind naturgemäss sehr unsicher, später konnte *n* mit grosser Genauigkeit ermittelt werden, da der Kautschukfaden sehr deutliche Schwebungen mit der Monochordsaite gab. Beide Töne wurden durch Zupfen hervorgerufen.

Betrachten wir zuerst die bei steigenden Belastungen angestellten Versuche, so sehen wir, dass der Ton des Fadens in der That von der $1\frac{1}{2}$ fachen Verlängerung angefangen bis zur 6 fachen ziemlich gleich blieb. Die nach der Taylor'schen Formel berechneten Zahlen steigen jedoch merklich an, es steigt also auch das Verhältniss der Spannung zur Länge und ist nur etwa von der 1,8 fachen bis zur 3,5 fachen Verlängerung constant. Bei der Belastung von ungefähr 170 g stimmen die beobachteten und berechneten Werthe ziemlich überein.

Dieses scheint auch für die bei abnehmenden Belastungen ausgeführten Beobachtungen zu gelten. Letztere Messungen zeigen aber deutlich, wie sehr die Werthe von n von der vorhergegangenen Behandlung des Kautschukfadens abhängen, und es ist kein Zweifel, dass wenn die Beobachtungen in einem langsameren Tempo ausgeführt worden wären, ganz andere Zahlen zum Vorschein gekommen wären.

4. Um den Einfluss der Zeit zu zeigen, will ich aus Beobachtungen, die an einem ähnlichen Velocipedröhrchen angestellt wurden, zwei Reihen herausheben. Die ursprüngliche Länge des Röhrchens war 60 mm, sein Gewicht 0,335 g. Bei der Belastung von 140 g wurde beobachtet:

	l	n	TF
	88 mm	107,6	111,1
13 ^h später	85	111,6	109,9
3 ^h „	85	112,8	109,8

In der Zeit zwischen zwei Beobachtungen war natürlich das untere Ende des Kautschuks frei und wurde nur während der Ablesungen fest geklemmt. Bei der Belastung von 1240 g wurde gefunden:

	l	n	TF
	438 mm	144,5	144,0
13 ^h später	444	142,9	143,0
7 ^h „	445,5	142,1	142,7
17 ^h „	447	142,1	142,5

Wir sehen aus diesen Zahlen, dass während bei constanter Belastung die Länge mit der Zeit wächst, die Tonhöhe dagegen grösser oder kleiner wird. Ersteres tritt allerdings nur bei sehr geringen Belastungen ein. Die Unterschiede in der Tonhöhe sind aber hier viel beträchtlicher als bei den

grossen Belastungen, wo dafür die Länge sich nur langsam einer constanten Grösse nähert. Man muss also auch bei geringen Spannungen eine längere Zeit vor der Beobachtung der Tonhöhe verfließen lassen, wenn man endgültige Zahlenwerthe erlangen will. Leider wurde in den nachfolgenden Beobachtungen diesem Umstande nicht in vollem Maasse Rechnung getragen, da er zu spät erkannt wurde, dagegen wurden die Beobachtungen bei höheren Belastungen immer nach so langer Zeit angestellt, dass eine weitere bemerkbare Aenderung der Länge nicht mehr zu erwarten war: einzelne Beobachtungsreihen nahmen daher bis zu vier Tagen in Anspruch, obwohl nur bei ungefähr zwölf, immer steigenden Belastungen abgelesen wurde.

5. Ich gebe zuerst die Resultate der Beobachtungen, die an vier Stücken eines Velocipedröhrchens angestellt wurden. Dieselben hatten die Längen von 70, 60, 50 und 52 mm. Die erhaltenen Zahlen lassen gar keinen Zweifel darüber, dass, sowie die Längen der verschiedenen Stücke bei einer und derselben Belastung immer proportional ihren ursprünglichen Längen sind, die Töne derselben sich verkehrt wie diese Längen verhalten. Rechnet man nämlich nach dieser Regel die vier Beobachtungsreihen auf die Länge von 100 mm um, so stimmen die Zahlen meist bis auf wenige Procente überein. Ich gebe daher gleich die Mittel dieser Zahlen.

<i>B</i>	<i>S</i>	<i>l</i>	<i>n</i>	<i>TF</i>	<i>n'</i>	<i>n - n'</i>
	0 g	100 mm	—	—	—	—
4	40	108	54,6	40,3	54,9	-0,3
4	80	124	61,8	53,7	62,9	-0,2
4	140	144	69,4	66,0	70,3	-0,9
4	240	215	72,8	70,6	73,0	-0,2
4	340	317	71,3	69,2	71,1	+0,2
4	440	432	69,3	67,4	69,0	+0,3
3	540	554	67,3	66,1	67,3	0,0
3	640	619	69,3	68,0	69,0	+0,3
3	740	650	72,7	70,5	72,1	+0,6
3	840	689	75,4	73,8	74,4	+1,0
2	940	704	77,5	75,5	77,7	-0,2
2	1040	737	79,5	79,5	79,5	-0,2

In der Columnne *B* ist angegeben, aus wie vielen Beobachtungen das Mittel abgeleitet ist; es wurden nämlich nicht

alle vier Beobachtungsreihen gleich weit fortgeführt, auch wurde gelegentlich durch Versehen eine Beobachtung ausgelassen. Die Schwingungszahlen n zeigen keine continuirliche Zunahme. Dieselben haben bei der zweifachen Verlängerung ein relatives Maximum, bei der $5\frac{1}{2}$ fachen ein solches Minimum. Denselben Gang zeigte die nach der Taylor'schen Formel mit $G = 0,549$ g berechnete Zahlenreihe und demzufolge auch das Verhältniss der Länge zur Spannung. Die Uebereinstimmung beider Zahlenreihen ist im Anfange schlecht, wird aber mit steigender Belastung besser und scheint bei extremen Spannungen vollkommen zu sein, wie wir dies auch schon an dem früheren Beispiel sahen.

Eine bessere Uebereinstimmung erzielt man natürlich, wenn man in der Taylor'schen Formel die Grössen S und l um constante Werthe vermehrt. Man erhält die letzte Zahlenreihe, wenn man setzt:

$$n' = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{G}{g} \cdot \frac{S+54}{l+31,5}} = 66.83 \sqrt{\frac{S+54}{l+31,5}}.$$

6. Ganz ähnliche Verhältnisse zeigen auch die Beobachtungen an Kautschukfäden mit quadratischem Querschnitte. Solche Fäden wurden hauptsächlich zu den Vorversuchen angewandt. Später, als grössere Uebung erlangt war, wurden noch zwei Versuchsreihen mit Stücken von 64 und 75 mm Länge eines Fadens angestellt, dessen Querschnitt beiläufig 1,5 mm Seitenlänge hatte. Die Gewichte der beiden Stücke waren 0,13 und 0,14 g, sodass das Gewicht für 100 mm dieses Fadens im Durchschnitte gleich 0,194 g wird. Die Mittel der beiden Beobachtungsreihen sind nun folgende:

S	l	n	TF	n'	$n - n'$
0 g	100 mm	—	—	—	—
40	125	66,6	63,6	67,1	-0,5
80	177	76,9	75,6	76,8	+0,1
140	302,5	77,3	77,4	77,2	+0,1
240	534,5	76,2	75,3	75,8	+0,4
340	650,5	81,7	81,3	81,5	+0,2
440	685	89,1	90,1	90,1	-1,0
540	723,5	98,1	97,1	96,9	+1,2
640	752	103,0	103,7	103,4	-0,4
740	781,5	108,8	109,4	109,0	-0,2

Der Gang der Zahlenwerthe von n ist derselbe wie in dem vorhergehenden Falle, dieselben werden durch die Taylor'sche Formel nur näherungsweise dargestellt. Eine bessere Uebereinstimmung wird erzielt, wenn man wieder in dieser Formel Spannung und Länge um constante Grössen vermehrt. Für letztere wurden durch Probiren die Werthe 10,8 und 17,8 gefunden, sodass die vorletzte Zahlenreihe sich aus folgender Formel ergibt:

$$n' = 112,43 \sqrt{\frac{S + 10,8}{l + 17,5}}.$$

7. Zum Schlusse gebe ich noch die Resultate der an dem runden Kautschukfaden angestellten Beobachtungen. Es wurden fünf Stücke untersucht, welche die Längen von 50, 80, 60, 40 und 61 mm und die Gewichte von 0,219, 0,340, 0,283, 0,170 und 0,257 g hatten. An den zwei ersten Stücken wurde auch der Durchmesser (d) bestimmt mit Hülfe eines Fernrohres, das mit einer Ocular-Mikrometerschraube versehen ist. Auf die Länge von 100 mm reducirt, geben die angestellten Beobachtungen folgende Mittelwerthe:

B	S	l	d	n	TF	n'	$n - n'$
	0 g	110 mm	2,20 mm	—	—	—	—
5	40	111	2,02	55,3	45,5	55,5	-0,2
5	80	123	1,97	66,7	61,1	68,2	-1,5
5	150	146	1,84	78,8	74,2	79,2	-0,4
5	240	206	1,58	84,6	81,7	85,0	-0,4
5	340	285	1,32	85,5	82,7	85,1	+0,4
5	440	350	1,23	86,9	84,9	86,8	+0,1
5	540	422	1,13	88,0	85,7	87,2	+0,8
3	640	482	1,03	89,4	87,3	88,6	+0,8
4	740	541	0,96	90,2	88,6	89,7	+0,5
3	840	610	—	89,9	88,9	89,9	0,0

Die Berechnung der Zahlen n' erfolgte hier nach der einfacheren Formel

$$n = 75,73 \sqrt{\frac{S + 19,7}{l}},$$

indem das Hinzufügen einer Constanten zur Länge l keine wesentliche Verkleinerung der Differenzen $n - n'$ bewirkte.

Die Tonhöhe n zeigt aber jetzt kein Maximum und Minimum mehr wie in den vorhergehenden zwei Fällen. Doch

scheint noch immer eine Andeutung davon vorhanden zu sein. Betrachtet man nämlich n als Function der Länge oder Spannung und construirt man eine Curve mit n als Ordinate und etwa l als Abscisse, so ist die Krümmung derselben abwechselnd convex, concav, convex. Der erste Wendepunkt, dessen Lage freilich sehr schwer zu bestimmen ist, liegt bei einer ungefähr 3,5 maligen Verlängerung, während er bei dem quadratischen Faden auf eine 4fache, bei dem Röhrchen auf eine 3,8 malige Verlängerung entfällt.

(Eingegangen 2. Mai 1899.)

**12. Brechungsexponenten
reinen Wassers und normaler Salzlösungen;
von C. Bender.**

(I. Abhandlung: Brechungsexponenten für H_α , H_β , H_γ bei
reinem Wasser.)

Vorliegende Abhandlung bildet eine Vervollständigung und Erweiterung der Untersuchung, welche ich über diesen Gegenstand bereits früher¹⁾ veröffentlichte.

Unter einer normalen Salzlösung möge auch jetzt wieder eine solche verstanden werden, welche in einem Liter der wässerigen Lösung bei 15° C. eine bestimmte einfache Anzahl Grammmoleculé enthält. Bestimmt man die optischen Brechungsexponenten dieser Lösungen für ein und dieselbe Temperatur, so ergeben sich Regelmässigkeiten, welche den Brechungsexponenten einer Lösung von gegebener Concentration aus Modulwerthen berechnen lassen.²⁾ Nach den mir früher zu Gebote stehenden experimentellen Hilfsmitteln musste ich auf die Bestimmung des Temperaturcoefficienten der Salzlösungen verzichten und konnte nur dann beobachten, wenn die Zimmertemperatur von der Vergleichstemperatur (18° C.) nicht wesentlich verschieden war. Die unsicheren Correctionen beeinflussten die Modulwerthe. Immerhin war innerhalb der zulässigen Fehlergrenzen die Uebereinstimmung der berechneten und gefundenen Werthe des Brechungsexponenten eine so gute, dass die Wiederaufnahme der Arbeit unter günstigeren experimentellen Verhältnissen des Reizes nicht entbehrte.

Bei der beträchtlichen Abhängigkeit der Brechungsexponenten der Salzlösungen von der Temperatur war die Bestimmung des Temperaturcoefficienten die nothwendige Grundlage für die definitive und allgemeine Feststellung der Modulwerthe. Als derjenige Apparat, welcher am besten gestattet innerhalb weiter Grenzen der Temperatur Beobachtungen anzustellen,

1) C. Bender, Wied. Ann. 39. p. 89. 1890.

2) l. c. p. 96.

mag wohl gegenwärtig das *Refractometer von Pulfrich*¹⁾ gelten. Das Prisma des Apparates ist ein Glaswürfel, auf dessen obere Fläche Strahlen streifend einfallen. Der Austrittswinkel der zweimal gebrochenen Strahlen wird gemessen. Bezeichnet man ihn mit i , mit N den Brechungsexponent des Würfels, so wird der Brechungsexponent der Substanz, welche auf der oberen Würfelfläche passend angebracht ist (bei Flüssigkeiten ist ein Hohlzylinder aufge kittet, feste Körper werden in Form gerader, rechteckiger Prismen aufgesetzt) erhalten durch die Gleichung $n = \sqrt{N^2 - \sin^2 i}$. Das Auge beobachtet unter normalen Verhältnissen eine scharfe Grenze zwischen Dunkel und Hell im Gesichtsfeld und für diese gilt die Winkelablesung. Da die streifend einfallenden Strahlen sich längs der oberen Fläche des Würfels fächerförmig ausbreiten, so stellt das Gesamtbild einen hyperbolisch gekrümmten Streifen dar, oben scharf begrenzt durch Dunkel unten mehr oder weniger verwaschen. (Die reelle Axe der Hyperbel ist $d\sqrt{n_1^2 - 1}$, wenn n_1 der Brechungsexponent zwischen der Substanz und dem Glase, und der Ausgangspunkt der fächerförmigen Ausbreitung um d von der Austrittsfläche absteht.) Das Fadenkreuz des Fernrohres schneidet selbstverständlich jedesmal den höchsten Punkt der Hyperbel.

Um eine gleichmässige Erwärmung von Prisma und Lösung zu bewerkstelligen, sendet ein Wasserdruckregulator einen constanten Strom durch eine Heizspirale. Dieser so erwärmte Strom, dessen Temperatur man oft stundenlang constant erhalten kann, umspült den Glaswürfel und geht durch ein Silberrohr (mit Thermometer) welches in die zu untersuchende Flüssigkeit eintaucht.

Mit Zuverlässigkeit arbeitet der Apparat bis zu 40° C. Von da an bedingt das der Flamme entstammende Condensationswasser, welches sich am kälteren Teile der Heizspirale ansammelt und auf den heissen inneren Kupfercylinder herabfliesst, ein periodisches Sinken der Temperatur um einige zehntel Grade. Bei der grossen Abhängigkeit des Brechungsexponenten von der Temperatur wirkt der Vorgang um so störender auf die Beobachtung, als auch die Schärfe der Grenz-

1) Zeitschr. f. Instrumentenk. 15. p. 389. 1895.

linie unter den Temperaturschwankungen leidet. Die Schärfe der Grenzlinie ist unter normalen Verhältnissen ein sicheres Kriterium für den stattgehabten Temperatenausgleich, auch wenn das träge Thermometer diesen noch nicht anzeigt. Will man bei Temperaturen über 40° C. experimentiren, so dürfte es sich empfehlen das Wasser der Leitung durch zwei hintereinander geschaltete Heizspiralen, von welchen die erstere flach ist, zu senden. Ein *rasches* Fliesen des Wassers ist Grundbedingung für die Temperaturconstanz.

Ist der Gasdruck constant, so gelingt es durch geeignete Hahnstellung oft nicht unschwer, eine bestimmte Temperatur zu erzielen und zu erhalten. In den Wintermonaten kann man jedoch des Gasdruckregulators nicht entbehren. Ist die constante Temperatur erreicht, so gestattet die Einrichtung des Apparates eine Ablesungsgenauigkeit bis zu 0,5 Min. Bei grösserer Uebung kann man sogar 0,2 Min. schätzen. Damit gelingt es aber auch die Bestimmung der Brechungsindices bis auf einige Einheiten der fünften Decimale durchzuführen. Um aber von Fehlern infolge von Temperaturschwankungen frei zu sein, eliminire man alle Versuche, bei welchen die Temperaturangaben nicht wenigstens 5 Minuten vor und nach der Ablesung sich gleich blieben.

Die häufige Controle der Nullpunktslage des Prismas erscheint unerlässlich. Das Prisma dreht sich besonders anfangs stark um die brechende Kante, bleibt aber nach vielen Beobachtungen ziemlich constant. So hat nunmehr der Nullpunkt meines Apparates die Stellung $-3,3$ Min., welche dem abgelesenen Werth zuzufügen sind, seit Wochen beibehalten.

Zum genaueren Studium des Apparates untersuchte ich zunächst die Brechungsexponenten der Linien H_{α} , H_{β} , H_{γ} für Wasser, für welches die Temperaturfunction bereits von Wüllner¹⁾ festgelegt ist. Diese lautet

$$H_{\alpha} = 1,333138 - 0,000099 t (12^{\circ} - 32^{\circ})$$

$$H_{\beta} = 1,339101 - 0,000099 t (12^{\circ} - 32^{\circ})$$

$$H_{\gamma} = 1,342290 - 0,000099 t (12^{\circ} - 32^{\circ}).$$

1) A. Wüllner, Landolt's Tabellen p. 205. Nr. 86.

Der Brechungsexponent erscheint hiernach als eine lineare Function der Temperatur. Trägt man jedoch die Temperaturen als Abscissen, die zugehörigen Brechungsexponenten als Ordinaten auf, so gelangt man zu einer Curve, welche das Hereinziehen eines dritten Gliedes mit t^2 nothwendig erscheinen lässt. Ich habe daher aus meinen Beobachtungen neue Formeln berechnet.

Luftfreies Wasser.

t° Celsius	H_α	H_β	H_γ
9,0°	1,33188	1,33785	1,34102
15,8	1,33148	1,33745	1,34070
17,0	1,33141	1,33731	1,34058
17,5	1,33135	1,33728	—
18,5	1,33129	1,33720	1,34050
18,8	1,33126	1,33718	—
19,8	1,33118	1,33712	1,34037
24,0	1,33080	1,33671	1,33994
28,6	1,33034	1,33617	1,33940
36,0	1,32936	1,33524	1,33846
42,5	1,32848	1,33432	1,33751

Durch lineare Interpolation ergeben sich für die Temperaturen 10, 15, 20 . . . 40° Celsius.

t° Celsius	H_α	H_β	H_γ
10°	1,33182	1,33779	1,34106
15	1,33153	1,33754	1,34078
20	1,33116	1,33711	1,34034
25	1,33070	1,33660	1,33979
30	1,33017	1,33600	1,33922
35	1,32949	1,33536	1,33859
40	1,32882	1,33467	1,33788

Die Methode der kleinsten Fehlerquadrate auf diese Werthe anzuwenden, erscheint mir für den vorliegenden Zweck etwas zu umständlich. Die Constanten in den nachfolgenden Formeln wurden daher als einfache mittlere Werthe gefunden.

$$H_\alpha = 1,3321190 - 0,0000668 \left(\frac{t^\circ}{5} \right) - 0,0000436 \left(\frac{t^\circ}{5} \right)^2 \quad \text{für } (10^\circ - 40^\circ \text{ C.})$$

$$H_\beta = 1,3381999 - 0,0000988 \left(\frac{t^\circ}{5} \right) - 0,0000441 \left(\frac{t^\circ}{5} \right)^2 \quad (10^\circ - 40^\circ \text{ C.})$$

$$H_\gamma = 1,3416008 - 0,0001731 \left(\frac{t^\circ}{5} \right) - 0,0000373 \left(\frac{t^\circ}{5} \right)^2 \quad (10^\circ - 40^\circ \text{ C.})$$

Nachstehende Uebersicht der nach diesen Formeln und den Wüllner'schen berechneten Werthe dient zur Beurtheilung der Verwendbarkeit der einzelnen Formeln. Die Differenzen der gefundenen und berechneten Werthe sind in Einheiten der fünften Decimale angegeben.

t°	H_a gefunden	H_a berechnet nach Bender	Differenz	H_a berechnet nach Wüllner	Differenz
10	1,33182	1,33181	- 1	—	—
15	1,33153	1,33153	0	1,33165	+12
20	1,33116	1,33115	- 1	1,33116	0
25	1,33070	1,33069	- 1	1,33066	- 4
30	1,33017	1,33015	- 2	1,33017	0
35	1,32949	1,32950	+ 1	—	—
40	1,32882	1,32879	- 3	—	—

	H_{β}	H_{β}			
10	1,33779	1,33783	+ 4	—	—
15	1,33754	1,33752	- 2	1,33762	+ 8
20	1,33711	1,33710	- 1	1,33712	+ 1
25	1,33660	1,33661	+ 1	1,33663	+ 3
30	1,33600	1,33602	+ 2	1,33613	+13
35	1,33536	1,33535	- 1	—	—
40	1,33467	1,33459	- 8	—	—

	H_{γ}	H_{γ}			
10	1,34106	1,33111	+ 5	—	—
15	1,34078	1,34075	- 3	1,34081	+ 3
20	1,34034	1,34031	- 3	1,34031	- 3
25	1,33979	1,33980	+ 1	1,34981	+ 2
30	1,33922	1,33922	0	1,33932	+10
35	1,33859	1,33856	- 3	—	—
40	1,33788	1,33783	- 5	—	—

t°	$H_{\gamma} - H_a$	t	$H_{\gamma} - H_a$
10	924	30°	905
15	925	35	910
20	918	40	906
25	909		

Die durch $H_{\gamma} - H_a$ gemessene Dispersion scheint mit dem Wachsen der Temperatur nur wenig abzunehmen.

Da die Curven der Wasserstofflinien ziemlich gleiche Gestalt besitzen, so kann man sie auch durch Formeln aus-

drücken, in welchen die mit $(\frac{1}{5}t^0)$ und $(\frac{1}{5}t^0)^2$ verbundenen Glieder einander gleich sind.

$$H_a = 1,3323004 - 0,0001129 \left(\frac{t^0}{5}\right) - 0,0000419 \left(\frac{t^0}{5}\right)^2 (10^0 - 40^0)$$

$$H_\beta = 1,3382118 - 0,0001129 \left(\frac{t^0}{5}\right) - 0,0000419 \left(\frac{t^0}{5}\right)^2 (10^0 - 40^0)$$

$$H_\gamma = 1,3414389 - 0,0001129 \left(\frac{t^0}{5}\right) - 0,0000419 \left(\frac{t^0}{5}\right)^2 (10^0 - 40^0).$$

H_a schmiegt sich jedoch nicht ganz gut den gefundenen Werthen an, doch liegen die Differenzen zwischen den berechneten und gefundenen Werthen noch innerhalb der zulässigen Fehlergrenzen. Von Interesse ist noch die experimentelle Prüfung der Frage, ob lufthaltiges Wasser die gleichen Resultate liefere. Diesem Zweck dient nachfolgende Versuchsreihe.

Lufthaltiges Wasser.

t^0	H_a	H_β	H_γ
16	1,33148	1,33739	—
18	1,33136	1,33725	1,34054
19,5	1,33118	1,33711	1,34042
23,5	1,33084	1,33674	1,33999
26,4	1,33056	1,33644	1,33967
28,0	1,33040	—	1,33952
36,5	1,32929	1,33514	1,33839
40,0	1,32877	1,33451	1,33788

Durch lineare Interpolation berechnen sich hieraus die Werthe:

t^0	H_a	H_β	H_γ
15	1,33154	1,33746	1,34078
20	1,33113	1,33706	1,34037
25	1,33070	1,33659	1,33983
30	1,33013	1,33599	1,33925
35	1,32948	1,33533	1,33859
40	1,32877	1,33451	1,33788

Die Unterschiede der Werthe dieser Tabelle mit den früher gefundenen Werthen liegen innerhalb der Fehlergrenze der Versuche.

Die Temperaturfunction für den Brechungsexponent des Wassers ist also innerhalb der Temperaturen 10° — 40° C. für lufthaltiges Wasser dieselbe, wie für luftfreies.

Im Anschluss an diese Versuche konnten die wässerigen Salzlösungen um so mehr direct dem Versuche unterworfen werden, als die Art ihrer Darstellung das Vorhandensein einer nennenswerthen Luftmenge in ihnen ausschloss.

Die gewonnenen Resultate werde ich in einer späteren Abhandlung mittheilen, ebenso die Brechungsexponenten für Wasser bei Temperaturen über 40° C.

(Eingegangen 26. März 1899.)

13. Ueber eine Modification der van der Waals'schen Zustandsgleichung; von L. Boltzmann und H. Mache.

(Aus dem Anzeiger der Wiener Akademie vom 16. März 1890.)

Wenn man in Formel (157), § 54 des II. Theiles der Boltzmann'schen Vorlesungen über Gastheorie¹⁾ den Grössen x und y die daselbst p. 154 mit (158) bezeichneten Werthe ertheilt, dagegen einfachheitshalber $z = 0$ setzt, so ergibt sich die folgende Gleichung zwischen dem Drucke p auf die Flächeneinheit, dem specifischen Volumen v und der absoluten Temperatur T eines Gases:

$$(1) \quad \left(pT + \frac{a}{v}\right) \left(v - \frac{1}{3}b\right) = rT \left(v + \frac{2}{3}b\right).$$

Diese Formel liefert, wie die van der Waals'sche, für kleine v sowohl die von b unabhängigen, als auch die die erste Potenz von b enthaltenden Glieder so, wie sie von der Theorie gefordert werden. Sie hat aber den Vortheil, dass sie, wie es die Theorie verlangt, p von der Grössenordnung

$$\left(v - \frac{1}{3}b\right)^{-1}$$

unendlich liefert, wenn v nahe gleich $\frac{1}{3}b$ ist. Sie hat übrigens die gleiche Form, wie die von van der Waals gegebene Formel.²⁾

In der folgenden Tabelle sind die aus Formel 1) berechneten Drucke mit den von Amagat³⁾ für Kohlensäure gefundenen zusammengestellt. Die obere Zahl giebt den im Experimente verwendeten, die darunterstehende den für das gleiche Volumen und die gleiche Temperatur aus der Formel (1) sich ergebenden Druck in Atmosphären. Den Constanten sind die an der Spitze der Tabelle angegebenen Werthe ertheilt.

Die Uebereinstimmung ist keine vollkommen befriedigende, aber doch weit besser als bei der ursprünglichen van der Waals'schen Formel, welche kaum erheblich einfacher ist,

1) L. Boltzmann. Vorlesungen über Gastheorie. J. A. Barth. Leipzig 1898.

2) van der Waals. Continuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes, p. 180. J. A. Barth. Leipzig 1899.

3) E. H. Amagat, Compt. rend. 113. p. 447 u. 448. 1891.

indem in der nun folgenden Tabelle nur an einzelnen Stellen, wo der kinetische Druck und der Innendruck nahe gleich sind, die Abweichungen erheblich werden. Zudem ist die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, dass bei einfacher gebauten Substanzen, Stickstoff, Wasserstoff, Quecksilberdampf, Argon, Helium etc. die Uebereinstimmung noch besser wäre.

$$\begin{cases} a = 0,00874 \\ b = 0,003283 \\ r = \frac{1}{273} (1 + a) (1 - b) \end{cases}$$

0°	10°	20°	30°	50°	70°	100°	137°	198°	258°
31	33	35	37	50	50	50	50	75	75
32,9	34,7	35,2	38,2	51,1	50,5	50	50	74,7	75,3
34*	44*	56*	50	75	75	75	100	100	100
36,7	47,5	59,6	52	75,6	75,3	74,7	99	99,2	100
35*	45*	57*	70*	100	100	100	150	150	150
33,9	24,8	27,1	69,5	88,2	97,7	98,5	145,8	147,4	151
50	75	75	75*	125	150	150	200	200	200
58,8	90,9	62,1	44,2	99,2	129,6	141,4	190,7	194,9	199,2
100	100	100	100	175	200	200	250	250	250
119,9	113,1	99,7	80,2	160,5	177,6	182,2	214,6	241,8	250,3
200	200	200	200	200	300	300	300	300	300
228,1	218,4	212,6	207,2	188,5	238,3	281,8	284,4	290,3	297,7
400	400	400	400	400	400	400	400	400	400
411,2	417,3	411,1	412	402,3	395,2	388,6	387,7	389,3	402,4
600	600	600	600	600	600	600	600	600	450
598,2	605,8	601,9	602,1	601,2	595,3	592,8	595,6	595,2	450,1
800	800	800	800	800	800	800	800	800	
778,2	776,7	776,6	777,9	788,2	785,6	789,6	797,8	801,6	
1000	1000	1000	000	1000	1000	1000	950	950	
969,2	975,3	978,8	982,2	989	993,7	992,2	945,4	957,6	

Eine erheblich bessere Uebereinstimmung für die niederen Temperaturen erhält man, wenn man in der Formel

$$\left(p + \frac{a}{v^3}\right) \left(v - b + \frac{c}{v^2 + d}\right) = rT$$

die Constanten passend wählt; doch stimmen dann die Werthe für hohe Temperaturen weniger.

(Eingegangen 25. April 1899.)

14. Weiteres zur Theorie des Zeemaneffectes; von W. Voigt.

1. Schon in meiner ersten Publikation über den in der Ueberschrift genannten Gegenstand¹⁾ habe ich die Bemerkung gemacht, dass die einfachen Hilfsmittel, durch welche ich die Differentialgleichungen der anomalen Dispersion und selectiven Absorption für die Darstellung sowohl des Faraday- als des einfachsten, als *normalen* bezeichneten Zeemaneffectes erweiterte, geeignet sein dürften, um auch complicirtere Formen des letzteren Phänomens, die im Laufe der Zeit aufgefunden worden sind, wiederzugeben. In einer späteren ausführlichen Bearbeitung²⁾ sind hierfür Beispiele specieller Art mitgetheilt. Ich will im Folgenden zeigen, wie sich die allgemeinen Formeln für einige weitere interessante Fälle des Zeemaneffectes aufstellen lassen, die von dem zuerst gefundenen besonders auffallend abweichen und dabei zu den am besten beglaubigten gehören; andere complicirte Fälle, die von einzelnen Beobachtern beschrieben worden sind, mögen zunächst ausser Betracht bleiben, da es mir möglich scheint, dass sie durch secundäre Wirkungen, auf die unter anderen bereits die Herren Preston³⁾ und Cotton⁴⁾ aufmerksam gemacht haben, gestört gewesen sind.

Der im Weiteren in erster Linie zu behandelnde Fall ist dadurch charakterisirt, dass bei der Strahlung senkrecht zu den Kraftlinien die senkrecht zu den Kraftlinien polarisirte Componente sich anormal verhält, z. B. in zwei Theilschwingungen zerlegt wird. Zu diesem Typus gehören insbesondere die zwei von den Herren Cornu⁵⁾ und Becquerel⁶⁾ beobachteten

1) W. Voigt, Versamml. deutscher Naturf. und Aerzte in Düsseldorf 1898, Sitzung vom 20. September.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 67. p. 345. 1899.

3) T. Preston, Phil. Mag. 45. p. 325. 1898.

4) A. Cotton, L'éclair. électr. 14. p. 540. 1898.

5) A. Cornu, Compt. rend. 126. p. 181, 300. 1898.

6) H. Becquerel, Compt. rend. 127. p. 18. 1898.

Formen des Zeemaneffectes, die dem normalen Verhalten, wie es Hr. Zeeman zuerst aufgefunden hat, in dem folgenden Schema gegenübergestellt sind.

	normal	Cornu	Becquerel	
Ursprünglich				keine Polarisation
Transversaler Z.-Effect	{ }	{ }	{ }	⊥ } zu den } Kraftlinien polarisirt
Longitudinaler Z.-Effect	{ }	{ }	{ }	rechts } links } rotirend

Da hier die ganze Abweichung von dem „normalen“ Typus in dem Verhalten derjenigen Componente liegt, die in der senkrecht zu den Kraftlinien fortgepflanzten Welle wieder senkrecht zu den Kraftlinien polarisirt ist, so ist sie ausschliesslich durch das anormale Verhalten derjenigen Componente der elektrischen Kraft bedingt, die den Kraftlinien des Magnetfeldes parallel liegt. Dies giebt einen Hinweis dafür, in welcher Hinsicht die Formeln, die zu dem Normaltypus führen, zu erweitern sind, um die Quadruplets von Cornu und Becquerel, sowie verwandte Formen zu liefern. Ehe dies aber ausgeführt wird, mag für weitere Verwendung aus den früheren Formeln die Gleichung der Energie für ein ihnen folgendes Medium abgeleitet werden.

2. Bezeichnet man mit X, Y, Z und L, M, N die Componenten der elektrischen und der magnetischen Kraft K und P , mit $\mathfrak{X}_h, \mathfrak{Y}_h, \mathfrak{Z}_h$ die Componenten gewisser elektrischer Hülfsvectororen \mathfrak{K}_h , mit $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}$ die Componenten der elektrischen Polarisation \mathfrak{E} , endlich mit A, B, C die Componenten der äusseren magnetischen Feldstärke R , so war gesetzt¹⁾

$$(1) \quad \mathfrak{X} = X + \Sigma \mathfrak{X}_h, \quad \mathfrak{Y} = Y + \Sigma \mathfrak{Y}_h, \quad \mathfrak{Z} = Z + \Sigma \mathfrak{Z}_h,$$

$$(2) \quad \frac{\partial L}{\partial t} = v \left(\frac{\partial Y}{\partial x} - \frac{\partial Z}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial t} = v \left(\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} \right),$$

.

1) W. Voigt, l. c. p. 345—349.

$$(3) \quad \mathfrak{X}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} + c_h \left(C \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} - B \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} \right) = \epsilon_h X,$$

.....
 worin v die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume und $a_h, b_h, c_h, \epsilon_h$ Parameter bezeichnen. Die a_h, b_h, ϵ_h sind für das gewöhnliche optische Verhalten des Mediums charakteristische Constanten, die c_h messen die Einwirkung des Magnetfeldes und können selbst Functionen der Feldstärke R sein, die wir immer als absolute Grösse führen, werden aber in erster Näherung constant gesetzt werden dürfen. Erstere Grössen sind stets positiv, letztere können positiv oder negativ sein.

Fasst man die Gleichungen (2) mit den Factoren L, M, N, X, Y, Z zusammen, berechnet die Producte $X \partial \mathfrak{X} / \partial t, Y \partial \mathfrak{Y} / \partial t, Z \partial \mathfrak{Z} / \partial t$ unter Benutzung von (1) und (3) und integrirt das Resultat schliesslich über ein beliebiges Bereich k des betrachteten Körpers, so erhält man die Energiegleichung für das betrachtete Medium in der Form

$$(4) \quad \frac{\partial \int \epsilon dk}{\partial t} = \int v ds - \int \varrho dk,$$

wobei das erste Integral rechts über die Oberfläche s von k erstreckt ist; dabei ist

$$(5) \quad 2\epsilon = P^2 + K^2 + \sum_{\epsilon_k} \frac{1}{\epsilon_k} (\mathfrak{R}_k^2 + b_k \mathfrak{R}_k'^2),$$

$$(6) \quad \begin{cases} v = (NY - MZ) \cos(n, x) + (LZ - NX) \cos(n, y) \\ \quad + (MX - LY) \cos(n, z), \end{cases}$$

$$(7) \quad \varrho = \sum_{\epsilon_k} \frac{a_k}{\epsilon_k} \mathfrak{R}_k'^2,$$

und es bezeichnet n die innere Normale auf s , während gilt

$$(8) \quad \mathfrak{R}_k'^2 = \left(\frac{\partial \mathfrak{X}_k}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathfrak{Y}_k}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathfrak{Z}_k}{\partial t} \right)^2.$$

In diesem Resultat ist einiges bemerkenswerth. Die Energie ϵ der Volumeneinheit ist von der äusseren magnetischen Feldstärke R vollständig unabhängig und enthält die elektrischen Hilfsvectoren \mathfrak{R}_k in einer anderen Combination, als in der bei langsamen Veränderungen und bei constanten Verhältnissen allein maassgebenden Polarisation \mathfrak{R} , die durch (1) definirt ist und in den Formeln (2) auftritt.

Der Transport der Energie ν durch die Oberfläche s von k wird nur durch die Kräfte K und P bestimmt und erscheint daher durch den freien Aether vermittelt; die pro Volumeneinheit absorbierte Energie ρ ist für jeden Hülfsvector gleich dem Product aus \mathfrak{K}_k^2 in den betreffenden Quotienten a_k/ϵ_k .

3. Für die weiteren Schlüsse ist es vortheilhaft, wie schon früher geschehen, die Ausgangsformeln auf ein Coordinatensystem zu beziehen, dessen Z -Axe in die Richtung der magnetischen Kraftlinien fällt. Dabei bleiben die Systeme (1) und (2) ungeändert, (3) aber nimmt die Gestalt an:

$$(9) \quad \begin{cases} \mathfrak{X}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} + c_h R \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} = \epsilon_h X, \\ \mathfrak{Y}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{Y}_h}{\partial t^2} - c_h R \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} = \epsilon_h Y, \\ \mathfrak{Z}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2} = \epsilon_h Z. \end{cases}$$

Hier tritt recht deutlich hervor, dass die bisherige Erweiterung der Formeln für die anomale Dispersion durch von R abhängige Glieder, die ausschliesslich *transversale* Wirkungen des Magnetfeldes einführt, unter keinen Umständen geeignet ist, um Vorgänge der Art zu erklären, wie sie im Eingang beschrieben sind. Denn, wie man auch die vorstehenden Formeln durch Wechselwirkungen zwischen den Vektoren \mathfrak{K}_h erweitern mag, niemals kann nach Symmetrie ein Einfluss des magnetischen Feldes auf die Z -Componente der elektrischen Kraft resultiren, die nach dem p. 353 Gesagten bei den Erscheinungen von der Art des Cornu'schen und des Becquerel'schen Quadruplets just die Ursache des anormalen Verhaltens ist.

Nun kennen wir aber Vorgänge, wo im Magnetfeld neben *transversalen* elektrischen Kräften auch *longitudinale* auftreten — so vor allen Dingen die von den Herren v. Ettinghausen und Nernst¹⁾ untersuchten thermomagnetischen Wirkungen. In der von mir hierfür entwickelten Theorie²⁾ spielen bei dem transversalen Effect Glieder von der Gestalt der in dem System (3)

1) A. v. Ettinghausen u. W. Nernst, Wied. Ann. 29. p. 343. 1886; A. v. Ettinghausen, l. c. 31. p. 737. 1887; W. Nernst, l. c. 31. p. 760. 1887; A. v. Ettinghausen u. W. Nernst, l. c. 33. p. 475. 1888.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 67. p. 717. 1899, insbesondere p. 733 und p. 738.

in c_h multiplicirten eine wesentliche Rolle; es liegt daher nahe, nun auch Ausdrücke von demjenigen Charakter heranzuziehen, die dort benutzt sind, um die longitudinalen Effecte wiederzugeben.

Hierzu gelangt man, indem man zu den linken Seiten der Gleichungen (9) bez. die Glieder

$$d'_h x_h, d'_h y_h, d'_h z_h$$

fügt, in denen x_h, y_h, z_h Componenten eines Hilfsvectors f_h bezeichnen, und d'_h, d_h Functionen der Feldstärke R von der Natur der oben erörterten c_h sind. Sollen diese Zusatzglieder ausserhalb des Magnetfeldes verschwinden, so müssen die Functionen d'_h, d_h mit R verschwinden.

Es ist nun aber bemerkenswerth, dass man zu einer Erklärung der eingangs charakterisirten Erscheinungen anscheinend nicht gelangt, wenn man den Vector f_h mit einem der schon früher benutzten \mathfrak{F}_k identificirt. Wir wollen also die f_h als Vektoren *neuer* Art betrachten, die nicht in den durch (1) definirten Polarisationen auftreten.

Infolge hiervon ist zur vollständigen Bestimmung des Vorganges noch ein weiteres Bedingungssystem erforderlich, und wir gelangen zu Wirkungen der gewünschten Art, wenn wir die neuen Vektoren f_h mit den bisher benutzten \mathfrak{F}_h noch durch folgende Gleichungen verknüpfen:

$$(10) \quad \begin{cases} d'_h x_h + x_h + a_h \frac{\partial x_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 x_h}{\partial t^2} = 0, \\ d'_h y_h + y_h + a_h \frac{\partial y_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 y_h}{\partial t^2} = 0, \\ d'_h z_h + z_h + a_h \frac{\partial z_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 z_h}{\partial t^2} = 0, \end{cases}$$

in denen a_h und b_h Constanten bezeichnen. Diese Formeln sprechen aus, dass die Vektoren f_h Eigenschwingungen ausführen können, die im Magnetfelde durch die zugehörigen Vektoren \mathfrak{F}_h beeinflusst werden.

Dass *dieselben* Functionen d'_h und d_h in ihnen auftreten müssen, wie in den zu (9) gefügten Gliedern, ergibt sich aus der Gleichung der Energie, wenn man, wie in der Optik gewöhnlich, die Forderung stellt, dass bei den Schwingungen die Energie entweder constant bleibt oder aber absorhirt wird.

Es wird jetzt bei Einführung des \mathfrak{K}_k entsprechenden \mathfrak{L}_k

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} 2\varepsilon &= P^2 + K^2 + \sum \frac{1}{\varepsilon_k} (\mathfrak{K}_k^2 + b_k \mathfrak{K}_k'^2 \\ &+ 2 [d_k (\mathfrak{X}_k \mathfrak{L}_k + \mathfrak{Y}_k \mathfrak{Y}_k) + d_k \mathfrak{Z}_k \mathfrak{Z}_k] + \mathfrak{L}_k^2 + \mathfrak{Y}_k \mathfrak{L}_k'^2), \end{aligned} \right.$$

$$(12) \quad \varrho = \sum \frac{1}{\varepsilon_k} (a_k \mathfrak{K}_k'^2 + a_k \mathfrak{L}_k'^2);$$

ν behält den früheren Werth bei.

Im Falle eines Gleichgewichtszustandes reduciren sich die Formeln (9) und (10) auf

$$(13) \quad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{X}_h + d_h \mathfrak{X}_h &= \varepsilon_h X, & \mathfrak{Y}_h + d_h \mathfrak{Y}_h &= \varepsilon_h Y, & \mathfrak{Z}_h + d_h \mathfrak{Z}_h &= \varepsilon_h Z, \\ d_h \mathfrak{X}_h + \mathfrak{X}_h &= 0, & d_h \mathfrak{Y}_h + \mathfrak{Y}_h &= 0, & d_h \mathfrak{Z}_h + \mathfrak{Z}_h &= 0, \end{aligned} \right.$$

sodass also resultirt

$$(14) \quad \mathfrak{X}_h = \frac{\varepsilon_h X}{1 - d_h^2}, \quad \mathfrak{Y}_h = \frac{\varepsilon_h Y}{1 - d_h^2}, \quad \mathfrak{Z}_h = \frac{\varepsilon_h Z}{1 - d_h^2}$$

und

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{X} &= X \left(1 + \sum \frac{\varepsilon_h}{1 - d_h^2} \right), & \mathfrak{Y} &= Y \left(1 + \sum \frac{\varepsilon_h}{1 - d_h^2} \right), \\ \mathfrak{Z} &= Z \left(1 + \sum \frac{\varepsilon_h}{1 - d_h^2} \right). \end{aligned} \right.$$

Dies würde eine (äusserst geringe) Vergrösserung der Dielektricitätsconstanten im magnetischen Felde aussprechen, die, den Symmetrieverhältnissen entsprechend, parallel den magnetischen Kraftlinien einen andern Werth besässe, als normal dazu. Sollte eine solche sich dereinst mit Beobachtungen von bisher nicht erreichbarer Schärfe nicht vereinbar finden, so liesse sich der Widerspruch beseitigen, indem man die Zusatzglieder zu (9)

$$d_h^2 \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2}, \quad d_h^2 \frac{\partial^2 \mathfrak{Y}_h}{\partial t^2}, \quad d_h^2 \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2}$$

schriebe und analog die Formeln (10) mit den folgenden vertauschte

$$d_h^2 \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} + \mathfrak{X}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} = 0,$$

.

dann bliebe die Energiegleichung gültig, nur nähme das Glied mit d_h und d_h in (11) die Gestalt an

$$2 \left(d_h \left(\frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} \right) + d_h \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} \right).$$

4. Wir wollen den zuerst gemachten Ansatz beibehalten und für die nächsten Anwendungen gemäss der Bemerkung auf p. 353 auch noch durch Nullsetzen der Functionen d_h vereinfachen. Dann influiren die neuen Vektoren \mathfrak{f}_h nur auf die Schwingungen parallel den Kraftlinien des Magnetfeldes, für welche, falls eine ebene Welle in der Richtung der X -Axe fortschreitet, nunmehr gilt

$$(16) \quad \mathfrak{Z} = Z + \sum \mathfrak{Z}_h, \quad \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2},$$

$$(17) \quad \mathfrak{Z}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2} + d_h \mathfrak{Z}_h = \varepsilon_h Z,$$

$$(18) \quad d_h \mathfrak{Z}_h + \mathfrak{Z}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2} = 0.$$

Setzt man hierin für \mathfrak{Z}_h und Z Functionen von der Form

$$\mathfrak{A} e^{i(t - x/o)/\vartheta},$$

worin \mathfrak{A} die complexe Amplitude, o die complexe Fortpflanzungsgeschwindigkeit und $2\pi\vartheta = \tau$ die Schwingungsperiode bezeichnet, so erhält man:

$$(19) \quad \mathfrak{Z} = \left(\frac{v}{o}\right)^2 Z,$$

$$(20) \quad \Theta_h \mathfrak{Z}_h + d_h \vartheta^2 \mathfrak{Z}_h = \varepsilon_h \vartheta^2 Z, \quad d_h \vartheta^2 \mathfrak{Z}_h + \mathfrak{D}_h \mathfrak{Z}_h = 0,$$

wobei

$$(21) \quad \vartheta^2 + i a_h \vartheta - b_h = \Theta_h, \quad \vartheta^2 + i a_h \vartheta - b_h = \mathfrak{D}_h$$

gesetzt ist.

Hieraus folgt

$$(22) \quad \mathfrak{Z}_h (\Theta_h \mathfrak{D}_h - d_h^2 \vartheta^4) = \varepsilon_h \vartheta^2 \mathfrak{D}_h Z$$

somit

$$(23) \quad \mathfrak{Z} = Z \left(1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 \mathfrak{D}_h}{\Theta_h \mathfrak{D}_h - d_h^2 \vartheta^4} \right)$$

und durch Vergleich mit (19)

$$(24) \quad \left(\frac{v}{o}\right)^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 \mathfrak{D}_h}{\Theta_h \mathfrak{D}_h - d_h^2 \vartheta^4}.$$

Diese Formel ergibt für die Schwingungscomponente Z an Stelle jedes einzelnen dem Medium ausserhalb des Magnetfeldes individuellen Absorptionsstreifens deren zwei, von denen

(bei im übrigen je nach den Parametern wechselnder Lage) keiner mit dem ursprünglichen zusammen fällt.

Ist speciell $\mathfrak{D}_h = \Theta_h$, d. h. $a_h = a_h$, $b_h = b_h$, so wird aus (24)

$$(25) \quad \left(\frac{v}{o}\right)^2 = 1 + \sum \frac{e_h \vartheta^2 \Theta_h}{\Theta_h^3 - d_h^3 \vartheta^4},$$

eine Formel, welche bis auf ein im allgemeinen zu vernachlässigendes Glied formal identisch ist mit der früher für die Componente Y abgeleiteten¹⁾ und, wie jene, die Existenz zweier Absorptionstreifen ankündigt, *die nach beiden Seiten hin gleich weit von dem ursprünglichen entfernt liegen*. Sie stellt sonach denjenigen Typus der Zerlegung dar, den zu erklären die Aufgabe war. Ob insbesondere das Cornu'sche oder das Becquerel'sche Quadruplet stattfindet, hängt wesentlich von dem Werth der für die Z -Schwingung charakteristischen Functionen d_h ab. Ist $d_h \vartheta$ kleiner, als das für die Zerlegung der Y -Schwingung charakteristische Product $c_h R$, so wird das Cornu'sche, ist es grösser, so wird das Becquerel'sche Phänomen sich einstellen. Der Grenzfall, dass beide Ausdrücke gleich gross sind, würde auf ein (anormales) *Duplet* mit unpolarisirten Componenten führen, dergleichen z. B. im Eisenspectrum wenigstens sehr angenähert in der Richtung normal zu den Kraftlinien bereits beobachtet worden sind.

5. In Bezug auf die Abhängigkeit der Functionen d_h von der Feldstärke R gestatten die vorliegenden Beobachtungen noch keine sicheren Schlüsse. Die Zerlegung der Spectrallinien wird ja im allgemeinen erst bei Feldstärken messbar, die nicht mehr erheblich gesteigert werden können. Der nach dem Experiment zunächst liegende Gedanke ist der, dass die Zerlegung der Z -Schwingung proportional mit der Feldstärke R wächst; nach der Theorie möchte man vielleicht eine Proportionalität mit R^2 vermuthen, weil die Functionen d_h ihr Zeichen mit der Richtung der Kraft nicht umkehren sollen. Indessen hat man in anderen Gebieten der Physik bereits sich nicht umkehrende Wirkungen eines Magnetfeldes gefunden, die näher der ersten, als der zweiten Potenz der Feldstärke proportional verlaufen²⁾, und somit läge nichts Ungewöhnliches in der

1) W. Voigt, l. c., Gleichung (14).

2) So z. B. W. Nernst, Wied. Ann. 31. p. 783. 1887.

Annahme, dass die d_h nahezu mit R — das ja als absolute Grösse geführt wird — proportional sind und doch mit der Richtung der Kraft ihr Vorzeichen nicht wechseln.

Ebensowenig, wie über das Gesetz der d_h , lässt sich von vornherein über ihre absolute Grösse sagen. Fasst man, wie hier geschehen, das Cornu'sche und das Becquerel'sche Quadruplet als die Resultate gleichartiger Wirkungen von verschiedener Intensität auf, so wird man zweifeln, ob überhaupt ein constantes Verhältniss zwischen der Zerlegung der Y - und der Z -Schwingungscomponente für denselben Absorptionsstreifen stattfindet, und die von den Herren Cornu und Becquerel angegebenen runden Zahlen für das Verhältniss dieser Grössen als zufällig und bedeutungslos ansehen. Dies wird durch den Nachweis der oben erwähnten anormalen Duplets noch wahrscheinlicher gemacht. Ebenso spricht dafür das von Hrn. Becquerel¹⁾ signalisirte anormale Triplet, bei dem gegenüber dem normalen die Polarisationsverhältnisse der Componenten vertauscht sind; denn es scheint, dass man dasselbe als den Grenzfall eines Becquerel'schen Quadruplets bei verschwindend kleinem c_h ansehen kann.

Was die den eigentlichen Zeemaneffect *begleitenden* Erscheinungen anbetrifft, so ergeben die Formeln, dass bei dem Cornu'schen Quadruplet die Polarisation und die Doppelbrechung in dem benachbarten *äusseren* Bereich des Spectrums qualitativ ebenso verläuft, wie bei dem Zeemann'schen Triplet. Dies hat die Beobachtung bestätigt, denn während die eine D -Linie (D_2) im Magnetfeld (bei mässiger Zerlegung) ein Triplet, die andere (D_1) ein Cornu'sches Quadruplet liefert, verhält sich die äussere Umgebung beider in der angegebenen Hinsicht durchaus übereinstimmend.²⁾ Die Umgebung eines Becquerel'schen Quadruplets muss natürlich entgegengesetzte Polarisationsverhältnisse liefern.

6. Die auf den Schwingungscomponenten X und Y (normal zu den magnetischen Kraftlinien) beruhenden Erscheinungen ändern sich durch die vorstehend näher verfolgte Erweiterung unserer ursprünglichen Formeln in gar nichts. Man kann in- dessen auch sie modificiren, wenn man die oben vernachlässigten d_k von Null verschieden annimmt. Es zerfällt dann

1) H. Becquerel, Compt. rend. 126. p. 999. 1898.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 67. p. 359. 1899.

jeder der Absorptionsstreifen, die in der Figur auf p. 353 in den drei letzten Reihen verzeichnet sind, in zwei, die den gleichen Polarisationszustand besitzen, wie der, aus dem sie entstehen. Die Weite dieser Zerlegung ist von der Zerlegung des centralen Streifens unabhängig. Der so erhaltene Typus umfasst unter anderem den von Hrn. Becquerel als vierten bezeichneten¹⁾ als speciellen Fall. Die Natriumlinie D_2 stellt sich bei sehr starker Zerlegung anscheinend in dieser Form dar.²⁾

7. Es ist klar, dass man in der vorstehend eingeschlagenen Richtung noch weiter gehen kann.

Das mit den Symmetrieverhältnissen und der Energiegleichung verträgliche Formelsystem

$$(26) \quad \begin{cases} \mathfrak{B}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{B}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{B}_h}{\partial t^2} + d_h \mathfrak{z}_h + d'_h \mathfrak{z}'_h = e_h Z, \\ d_h \mathfrak{B}_h + \mathfrak{z}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{z}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{z}_h}{\partial t^2} + e_h \mathfrak{z}'_h = 0, \\ d'_h \mathfrak{B}_h + e_h \mathfrak{z}_h + \mathfrak{z}'_h + a'_h \frac{\partial \mathfrak{z}'_h}{\partial t} + b'_h \frac{\partial^2 \mathfrak{z}'_h}{\partial t^2} = 0, \end{cases}$$

in dem d_h , d'_h , e_h Functionen der Feldstärke R bezeichnen, die ihr Vorzeichen nicht mit der Richtung von R umkehren, liefert für die Schwingungscomponente Z die Zerlegung jedes Absorptionsstreifens in drei von gleichem Charakter. Von diesen Streifen kann durch Verfügung über die Parameter der eine äusserst nahe an die Stelle des ursprünglichen gebracht werden, die beiden anderen in zu ihm symmetrische Lagen. Die Schwingungscomponenten X und Y unterliegenden alten Formeln.

Eine Zerlegung in drei Componenten, bei der die eine streng die Lage des ursprünglichen Streifens beibehält, die beiden anderen dazu symmetrisch liegen, wird durch folgendes, gleichfalls mit der Energieformel verträgliche Formelsystem geliefert:

$$(27) \quad \begin{cases} \mathfrak{B}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{B}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{B}_h}{\partial t^2} + d_h \mathfrak{z}_h + d'_h \mathfrak{z}'_h = e_h Z, \\ d_h \mathfrak{B}_h + \mathfrak{z}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{z}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{z}_h}{\partial t^2} + f_h \frac{\partial \mathfrak{z}'_h}{\partial t} = 0, \\ d'_h \mathfrak{B}_h - f_h \frac{\partial \mathfrak{z}_h}{\partial t} + \mathfrak{z}'_h + a'_h \frac{\partial \mathfrak{z}'_h}{\partial t} + b'_h \frac{\partial^2 \mathfrak{z}'_h}{\partial t^2} = 0, \end{cases}$$

in dem die f_h dieselbe Natur haben, wie die Functionen d_h .

1) H. Becquerel, l. c. p. 21.

2) A. Cornu, Compt. rend. 126. p. 188. 1898.

Nach beiden Ansätzen wird senkrecht zu den Kraftlinien des Magnetfeldes ein Quintuplet mit zwei parallel und drei normal zu den Kraftlinien des Feldes polarisirten Componenten wahrnehmbar sein; parallel zu den Kraftlinien bleibt der Normaltypus erhalten. Die Quintuplets des Eisenspectrums scheinen hierher zu gehören.

Wendet man auch auf die Componenten X und Y ein (26) oder (27) entsprechendes Formelsystem an, so wird jeder der diesen Componenten zugehörigen Absorptionsstreifen in der Figur auf p. 353 in drei Streifen von gleichem Charakter zerlegt. Dieser Typus scheint von den Herren Michelson¹⁾ und Becquerel²⁾ beobachtet worden zu sein. —

Es ist nicht zu leugnen, dass die hier wiederum zur Anwendung gebrachte *neutrale* Methode der Behandlung³⁾, die sich bestimmter Vorstellungen über den Mechanismus der dargestellten Vorgänge ganz enthält und sich darauf beschränkt, solche mit der Energiegleichung vereinbare Beziehungen linearer Form zwischen einer Anzahl von Vectorgrössen aufzustellen, dass die gewünschten Resultate folgen, nach Seite der Anschaulichkeit nicht voll befriedigt. Wenn man aber sieht, welche ausnehmende Schwierigkeit die Ableitung der complicirteren Formen des Zeemanphänomens aus der molecularen Vorstellung zu bereiten scheint⁴⁾, wird man dem obigen höchst einfachen und glatten Weg ein gewisses Interesse nicht absprechen können. Ueberdies kann man ja zu jedem der obigen Systeme von Differentialgleichungen ein mechanisches Modell erfinden, welches sich den Gleichungen gemäss bewegt und deren Bedeutung einigermaassen verdeutlicht. Indessen mag hier davon abgesehen werden.

Göttingen, April 1899.

1) A. Michelson, Phil. Mag. 45. p. 348. 1898.

2) H. Becquerel, l. c.

3) Vgl. W. Voigt, erste der oben citirten Publicationen.

4) Vgl. H. A. Lorentz, Wied. Ann. 63. p. 278. 1897; kgl. Akad. der Wissensch. zu Amsterdam, Proc. vom 25. Juni 1898 und vom 25. Februar 1899.

(Eingegangen 2. Mai 1899.)

Nachtrag während des Druckes.

In einer kürzlich erschienenen Notiz bemerkt Hr. E. Ketteler¹⁾, dass er bereits vor langer Zeit eine Theorie der magneto-optischen Erscheinungen gegeben habe, aus der sich fast dieselben Resultate folgern liessen, wie ich sie durch die Erweiterung der Hertz'schen Gleichungen gewonnen habe, und dass er einzelne von ihnen schon damals mitgetheilt habe.

Dies ist in der That vollkommen richtig, und namentlich die neuere Gestalt der Grundformeln, die Hr. Ketteler in seiner Notiz aus seiner „theoretischen Optik“ anführt, hat mit den erweiterten Hertz'schen Formeln eine ausserordentliche Aehnlichkeit. Mir war seiner Zeit nur die ältere Darstellung seiner Theorie bekannt, die, obwohl in mechanischer Form auftretend, doch den Grundsätzen der Mechanik nicht entspricht und mir soweit unhaltbar erschienen ist, dass ich bei meinen eigenen Versuchen auf sie zurückzugreifen kaum Veranlassung fand. Durch die Mittheilung des Hrn. Ketteler darauf aufmerksam gemacht, nehme ich gerne Gelegenheit, die Uebereinstimmung mancher seiner viel älteren Resultate mit den meinigen zu bestätigen.

Trotz dieser grossen Aehnlichkeit der Endresultate besteht aber doch zwischen den Ketteler'schen und den erweiterten Hertz'schen Grundformeln ein tiefer Unterschied; nicht sowohl hinsichtlich ihrer Allgemeinheit, als bezüglich ihrer inneren Logik und ihrer Vereinbarkeit mit den allgemeinen physikalischen Principien. Da im Vorstehenden (p. 354) die Gleichung der Energie aus den erweiterten Hertz'schen Formeln abgeleitet ist, so mag zur Illustration des Gesagten gleiches auch mit den neueren Ketteler'schen Formeln geschehen. Man gelangt dabei zu folgendem Resultat. Die auf die Zeiteinheit bezogene Zunahme der lebendigen Kraft aller in der Volumeneinheit befindlichen Massen, minus der gleichfalls auf die Volumeneinheit bezogenen Arbeiten der inneren Kräfte des Aethers und der nach Hrn. Ketteler's Annahme die ponderablen Theile in ihre Ruhelage zurücktreibenden Wirkungen findet sich gleich folgendem Ausdruck:

1) E. Ketteler, Wied. Ann. 68. p. 125. 1899.

$$\begin{aligned}
& \sum b m' \left(\xi' \frac{\partial \xi}{\partial t} + \eta' \frac{\partial \eta}{\partial t} + \zeta' \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) \\
& - \sum \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \frac{\partial \xi'}{\partial t} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} \frac{\partial \eta'}{\partial t} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \frac{\partial \zeta'}{\partial t} \right) \\
& - \sum g' m' \left(\left(\frac{\partial \xi'}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \eta'}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta'}{\partial t} \right)^2 \right),
\end{aligned}$$

wobei die Bedeutung der verschiedenen Grössen aus der Notiz des Hrn. Ketteler hervorgeht. Die Arbeit der magnetischen Kräfte verschwindet.

Das letzte Glied stellt die absorbirende Wirkung einer auf die ponderablen Theile ausgeübten Widerstandskraft dar und giebt zu keinem Bedenken allgemeiner Art Veranlassung. Das erste Glied bedeutet die Arbeit der „Wechselwirkung zwischen Aether und Körpertheilchen“ (die übrigens in den Bewegungsgleichungen für die ponderablen Theile gar nicht auftritt) und hat weder die Form eines vollständigen Differentialquotienten nach der Zeit, noch die einer negativen Summe von Quadraten; die betreffenden (kaum Wechselwirkungen im gewöhnlichen Sinne darstellenden) Kräfte sind also weder conservativ, noch stets absorbirend, was schon recht bedenklich erscheint.

Kaum zu rechtfertigen aber erscheint das zweite Glied, das jeder Beziehung auf den bestimmten das Licht fortpflanzen den Körper entbehrt, in seiner Dimension mit den übrigen unverträglich ist und ausserdem noch die unbequeme Eigenthümlichkeit des ersten Gliedes hat, weder conservativ noch absorbirend zu sein.

Ganz klare und einfache Verhältnisse ergeben sich dem gegenüber, wie oben gezeigt, aus den erweiterten Hertz'schen Formeln.

Göttingen, 21. Mai 1899.

(Eingegangen 25. Mai 1899.)

15. *Die genaue Controle der Wechselzahl eines Wechselstromes; von J. Zenneck.*

Die Frage, inwieweit die Wechselzahl eines Wechselstromes Schwankungen unterworfen ist, hat zwar in erster Linie für den Techniker Wichtigkeit, der sich über den Gang seiner Maschine und die Leistungsfähigkeit seiner Regulatoren so genau als möglich unterrichten will. Sie interessiert aber auch den Physiker, der bei seinen Versuchen den Wechselstrom einer Centrale benutzt und wissen möchte, wie weit er sich auf die „100 Wechsel pro Secunde“ verlassen kann.



Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

Zweck des folgenden ist, eine einfache und sehr genaue Methode zur Entscheidung der Frage mitzutheilen.

Das *Princip* der Methode ist folgendes. Bringt man in ein von dem Wechselstrom erzeugtes Drehfeld eine Braun'sche Kathodenstrahlenröhre¹⁾ mit der Axe senkrecht zur Ebene des Drehfeldes, so beschreibt der Lumineszenzfleck auf dem Schirm der Röhre einen Kreis, wenn, etwa durch eine Influenzmaschine, fortgesetzt Kathodenstrahlen erzeugt werden. Das Bild, das auf dem Schirme erscheint, ist, wenn die Umdrehungszahl so gross ist, dass das Auge der Bewegung des Fleckes nicht mehr zu folgen vermag, ein hellleuchtender Kreis (Fig. 1).

Wird dagegen nur in einzelnen, gleichmässigen Intervallen, etwa n mal in der Secunde, eine Entladung durch die Röhre

1) F. Braun, Wied. Ann. 60. p. 552. 1897; Elektrotechn. Zeitschr. XIX. Jahrg. p. 204. 1898.

geschickt, und ist die Umdrehungszahl des Drehfeldes ein ganzzahliger Theil von n , etwa $= n/2$, so ist das Bild dasjenige von Fig. 2. Durch jede Entladung wird ein Lumineszenzfleck erzeugt und dieser fällt, da die Richtung des Drehfeldes in dem betreffenden Momente stets dieselbe ist, auch immer auf dieselbe Stelle des Schirmes: es sind also auf dem Schirm zwei leuchtende, ruhig stehende Flecke sichtbar (Fig. 2).

Ist die Umdrehungszahl des Feldes nicht genau $= n/2$, so werden die beiden Flecke, welche bei einer bestimmten Umdrehung etwa die Lage A_1 bez. B_1 (Fig. 3) hatten, bei der nächsten Umdrehung auf A_2 bez. B_2 , bei der folgenden auf A_3 bez. B_3 zu liegen kommen. Ist die Umdrehungszahl

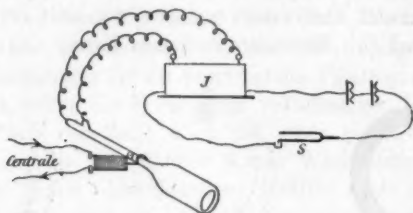


Fig. 4.

nur ganz wenig verschieden von $n/2$ und selbst sehr gross, so werden die Flecke allmählich die Lagen $A_1 A_2 A_3$ bez. $B_1 B_2 B_3$ annehmen: die beiden leuchtenden Flecke scheinen sich auf der Kreisperipherie fortzubewegen.

War also die Umdrehungszahl des Feldes ursprünglich $= n/2$, so wird die geringste Erhöhung derselben eine Rotation der Flecke in der Umdrehungsrichtung des Feldes, die geringste Verringerung eine Rotation der Flecke in umgekehrter Richtung zur Folge haben. Die Bewegung der Flecke liefert also unmittelbar ein sehr anschauliches Bild für die Schwankungen der Umdrehungszahl des Feldes und damit der Wechselzahl des Wechselstromes.

Zur Ausführung der Methode bemerke ich folgendes. Wie man das Drehfeld herstellt und ob es genau kreisförmig ist oder nicht, ist gleichgültig. Am einfachsten geschieht es in der von F. Braun¹⁾ beschriebenen Weise, indem man den

1) F. Braun, Elektrotechn. Zeitschr. XIX. Jahrg. p. 204. 1898.

Wechselstrom bez. eine Phase eines Drehstromes durch eine oder zwei einander gegenüberstehende Spulen, aus welchen Eisenhaken hervorragen, hindurchschickt. Die Beleuchtung der Röhre besorgt ein Inductorium (*J* Fig. 4), dessen primärer Kreis durch einen gut functionirenden Stimmgabelunterbrecher (*S* Fig. 4) unterbrochen wird. Man regulirt die Schwingungszahl der Stimmgabel durch verschiebbare und anschraubbare Gewichte — z. B. Klemmen für die Kohlen von Bunsenelementen — solange, bis sie gleich irgend einem ganzen und zwar möglichst kleinen Vielfachen der Umdrehungszahl des



Fig. 5.

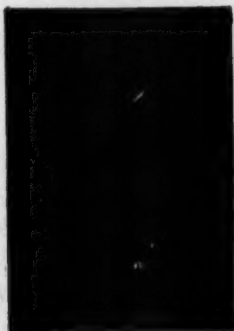


Fig. 6.

Drehfeldes ist, bis also die Luminescenzflecke ihre Lage nicht mehr ändern.

Bei meinen Versuchen benutzte ich als Wechselstrom eine Phase des von der hiesigen Centrale gelieferten Dreiphasenstromes von „180 Volt und 100 Wechseln in der Secunde“. Vorgeschaltet waren zwei 16 kerzige Glühlampen und eine kleine Drosselspule. Zur Erzeugung des Drehfeldes dienten zwei einander gegenübergestellte Spulen von je 265 Windungen und $0,24 \Omega$ Widerstand, jede mit einem Eisenhaken versehen. Fig. 5 zeigt eine photographische Aufnahme der Bahn, welche der Luminescenzfleck bei dieser Anordnung beschreibt, wenn die Röhre mit einer Influenzmaschine betrieben wird — entsprechend Fig. 1 —. In Fig. 6 — entsprechend Fig. 2 — sind die beiden stillstehenden Flecke bei einregulirter Stimmgabel sichtbar. Zum Betrieb des Stimmgabelunterbrechers

wurden 4—6 Accumulatoren, zur Erzeugung der Kathodenstrahlen ein Inductorium mittlerer Grösse (Länge = 40 cm) oder ein grosser Funkeninductor verwendet.

Die ausserordentliche Empfindlichkeit der Methode zum Nachweis kleiner Schwankungen ist in die Augen fallend: wenn die Umdrehungszahl des Feldes gegenüber derjenigen, auf welche die Stimmgabel einregulirt ist, um eine Umdrehung zurückbleibt oder vorausseilt, so hat das schon zur Folge, dass die Flecke die ganze Curve durchlaufen. Andererseits lassen sich fünf Umläufe der Flecke in der Secunde, wenn nur zwei vorhanden sind, noch verfolgen: das entspricht einer Aenderung der Umdrehungszahl des Feldes um ± 5 , einer Aenderung der Wechselzahl um ± 10 . Die Methode zeigt sich damit der akustischen, — welche demselben Zwecke dienen kann — Beobachtung der Schwebungen, welche ein unter dem Einfluss des Wechselstromes schwingender Körper mit einer Stimmgabel giebt, sowohl bezüglich der Empfindlichkeit als auch bezüglich des Bereiches der Verwendbarkeit überlegen und besitzt ausserdem den Vorzug grosser Anschaulichkeit.

Strassburg i. E., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 3. Mai 1899.)



Fig. 1.

viol.



roth

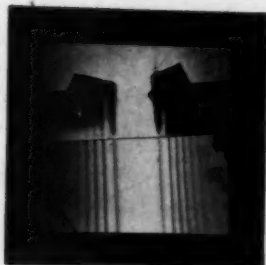


Fig. 2.



Fig. 3.

viol.



roth



Fig. 4.

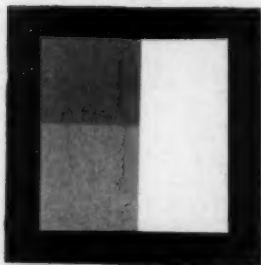


Fig. 5.

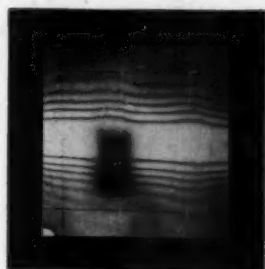




III.



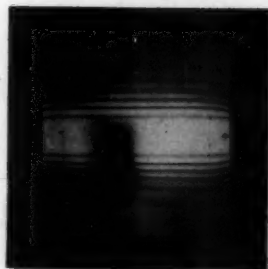
III.



II.



II.



I.



I.

Fig. 6—8.

Fig. 9—11.

H. Scholl.

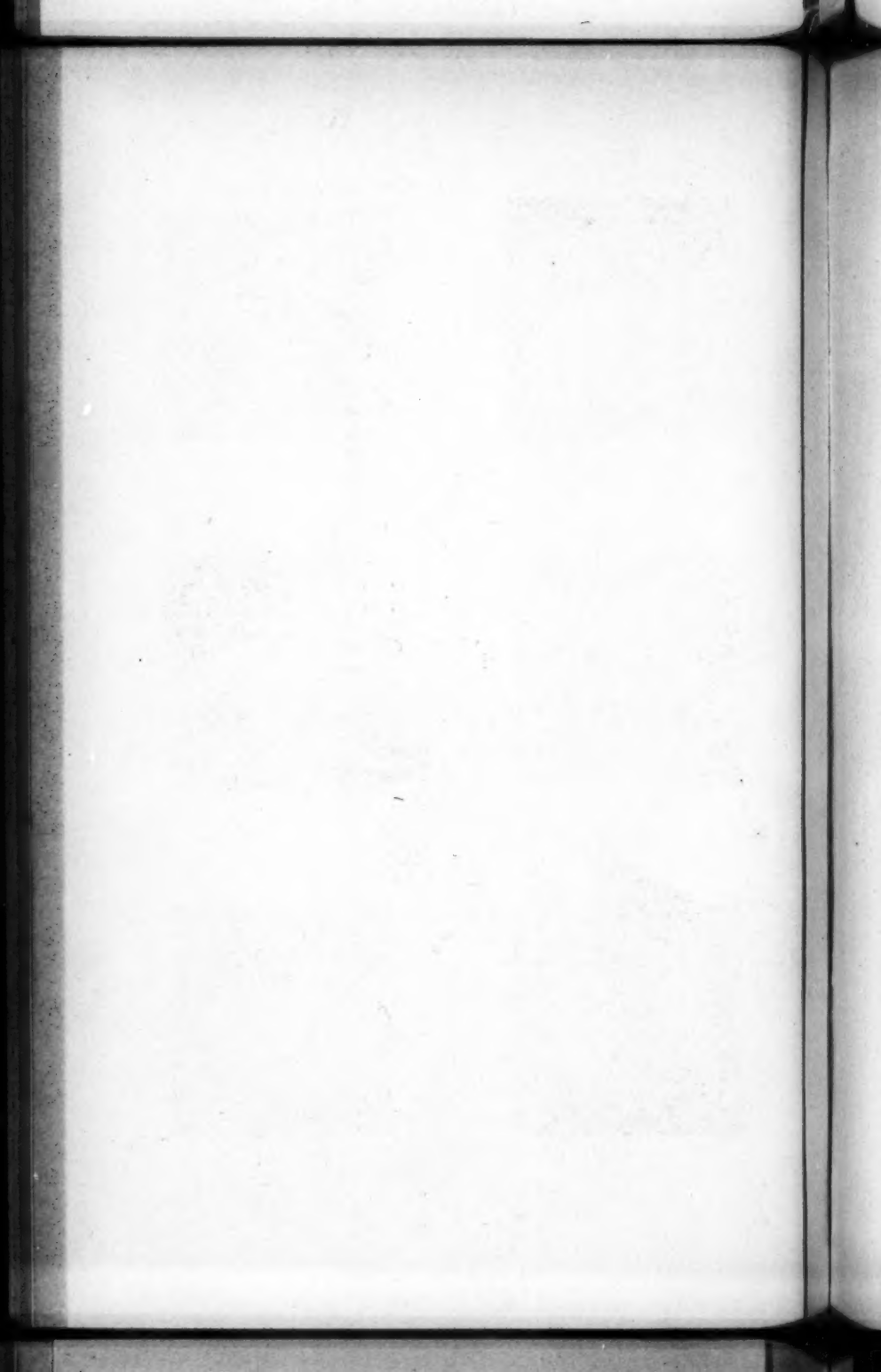


Fig. 1

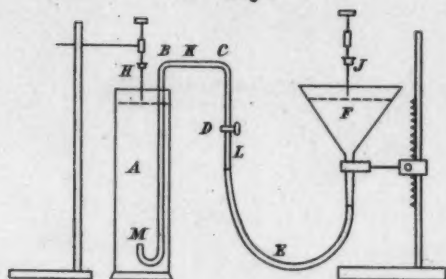


Fig. 2

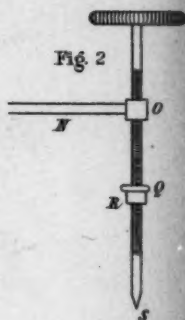


Fig. 6

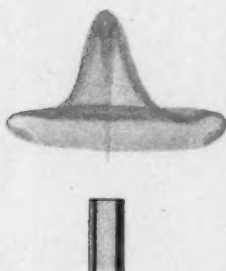


Fig. 7



Fig. 5



Fig. 10



Fig. 9



Fig. 8



Mack.

Fig. 3



Fig. 4



Fig. 12

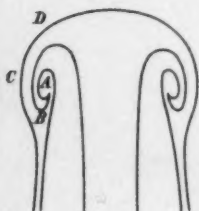


Fig. 14

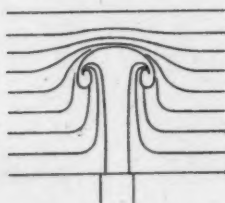


Fig. 13

Fig. 11

